ORSAY
No 3221

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE PARIS XI

Pour obtenir le titre de Docteur de 3ème cycle

par

Guy BONNAUD

Sujet de la thèse :

INSTABILITE A 2 PLASMONS ET ELECTRONS SUPRATHERMIQUES DANS L'INTERACTION LASER-MATIERE

Soutenue le 9 Juin 1982 devant la commission d'examen

composée des membres :

MM	J.L. DELCROIX	Président
	E. FABRE	Examinateurs
	G. MATHIEUSSENT	
	P. NELSON	
	R. PELLAT	

ECOLE POLYTECHNIQUE

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE PARIS XI

Pour obtenir le titre de Docteur de 3ème cycle

par

Guy BONNAUD

Sujet de la thèse :

INSTABILITE A 2 PLASMONS ET ELECTRONS SUPRATHERMIQUES DANS L'INTERACTION LASER-MATIERE

Soutenue le 9 Juin 1982 devant la commission d'examen

composée des membres :

MM	J.L. DELCROIX	Président
	E. FABRE	Examinateurs
	G. MATHIEUSSENT	
	P. NELSON	
	R. PELLAT	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

A Monsieur le Professeur J.L. Delcroix qui m'a fait l'honneur d'accepter de présider la soutenance de cette thèse.

A Monsieur E. Fabre qui m'a accueilli à l'Ecole Polytechnique dans son équipe de recherche et qui a su m'orienter sur un sujet motivant.

A Monsieur R. Pellat dont les mises au point théoriques m'ont été très précieuses.

A Messieurs G. Mathieussent et P. Nelson qui ont accepté de faire partie du jury de cette thèse.

Que tous les membres de l'équipe Interaction Laser-matière soient ici remerciés, en particulier C. Garban pour la disponibilité qu'elle a su montrer lors des dernières expériences et J. Maignan pour la bonne entente qu'il a su entretenir durant nos longues journées de manipulation. Je remercie également T. Dewandre pour les critiques qu'il a émises sur ma thèse, ainsi que P. Mora pour ses conseils fructueux.

Le travail de cette thèse a été réalisé au laboratoire de physique des milieux ionisés de l'Ecole Polytechnique.

Sans son service administratif et sans Madame Dewandre, cette thèse n'aurait vu sa forme définitive. Qu'ils en soient ici remerciés, de même que le service de reprographie de l'Ecole Polytechnique.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE 1

CHAPITRE I : INTERACTION D'UN FAISCEAU LASER AVEC UN PLASMA - PRESENTATION DES INSTABILITES PARAMETRIQUES "HAUTE FREQUENCE". 4

A. MECANISMES D'INTERACTION 4

B. PROCESSUS PARAMETRIQUES "HAUTE FREQUENCE". 6

CHAPITRE II : THEORIE LINEAIRE DE L'INSTABILITE A DEUX PLASMONS ET DE LA DIFFUSION RAMAN STIMULEE 10

A. INTRODUCTION ET PLAN DE L'ETUDE 10

B. COUPLAGE ONDE EM-PLASMA TRES SOUS-CRITIQUE ($n_e \leqslant n_c/4$) . 16

1. Instabilité à deux plasmons en incidence normale . 19

a) cas homogène ($L \to \infty$). 22

b) cas de faible inhomogénéité (L fini). 26

2. Diffusion stimulée Raman en incidence normale. . . 32

a) au voisinage de $n_c/4$ 32

b) zone de densité $n_e \leqslant n_c/4$ 34

3. Incidence oblique de l'onde laser. 38

4. Application numérique 41

C. GENERATION D'UNE ONDE EM DE PULSATION 3/2 ω_0. . . . 42

D. PROCESSUS D'AMORTISSEMENT 44

1. Mécanisme collisionnel 44

2. Effet Landau linéaire 49

E. APPLICATION 51

CHAPITRE III : SATURATION DES INSTABILITES;PHENOMENES NON LINEAIRES 56

A. DEFERLEMENT D'ONDE 57

B. SATURATION DUE A LA FORCE PONDEROMOTRICE 61

1. Evolution d'une onde plasma d'amplitude croissante . 61

2. Saturation par modification du profil de densité. . 70

3. Saturation par couplage avec des fluctuations ioniques 73

C. SATURATION PAR INTERACTION NON-LINEAIRE ONDE-PARTICULE 74

1. Diffusion induite d'une onde plasma par des particules 74

2. Saturation par piégeage 75

D. SATURATION PAR AFFAIBLISSEMENT DE LA POMPE LASER . . 78

E. COMPARAISON DES DIVERS PROCESSUS DE SATURATION . . . 81

CHAPITRE IV : CHAUFFAGE ELECTRONIQUE 87

A. CONTRIBUTION DE L'EFFET LANDAU LINEAIRE 87

B. ACCELERATION D'ELECTRONS PAR UN CHAMP LOCALISE . . . 88

C. RESULTATS DE SIMULATION. 90

CHAPITRE V : EXPERIENCE. 92

A. PRINCIPE. 92

B. DIAGNOSTICS MIS EN PLACE 95

1. Etude du rayonnement X 95

a) Rayonnement de freinage 95

b) Rayonnement de recombinaison 98

c) Mesure de température. 99

d) Rayonnement lié-lié 104

e) Détermination de l'énergie des électrons rapides 106

2. Population ionique 110

C. DISPOSITIF EXPERIMENTAL 112

1. Description des lasers de puissance utilisés. . .113

a) Laser à gaz carbonique 113

b) Laser à néodyme 113

2. Focalisation de l'énergie sur la cible. 114

3. Description du spectromètre 117

a) Principe. 117

b) Calibration. 120

c) Montage 120

d) Dépouillement des résultats 121

4. Collecteur d'ions. 122

5. Rayonnement de pulsation 3/2 ω_0 122

CHAPITRE VI : RESULTATS EXPERIMENTAUX. 124

A. EXPERIENCE A λ_0=10,6 µm 125

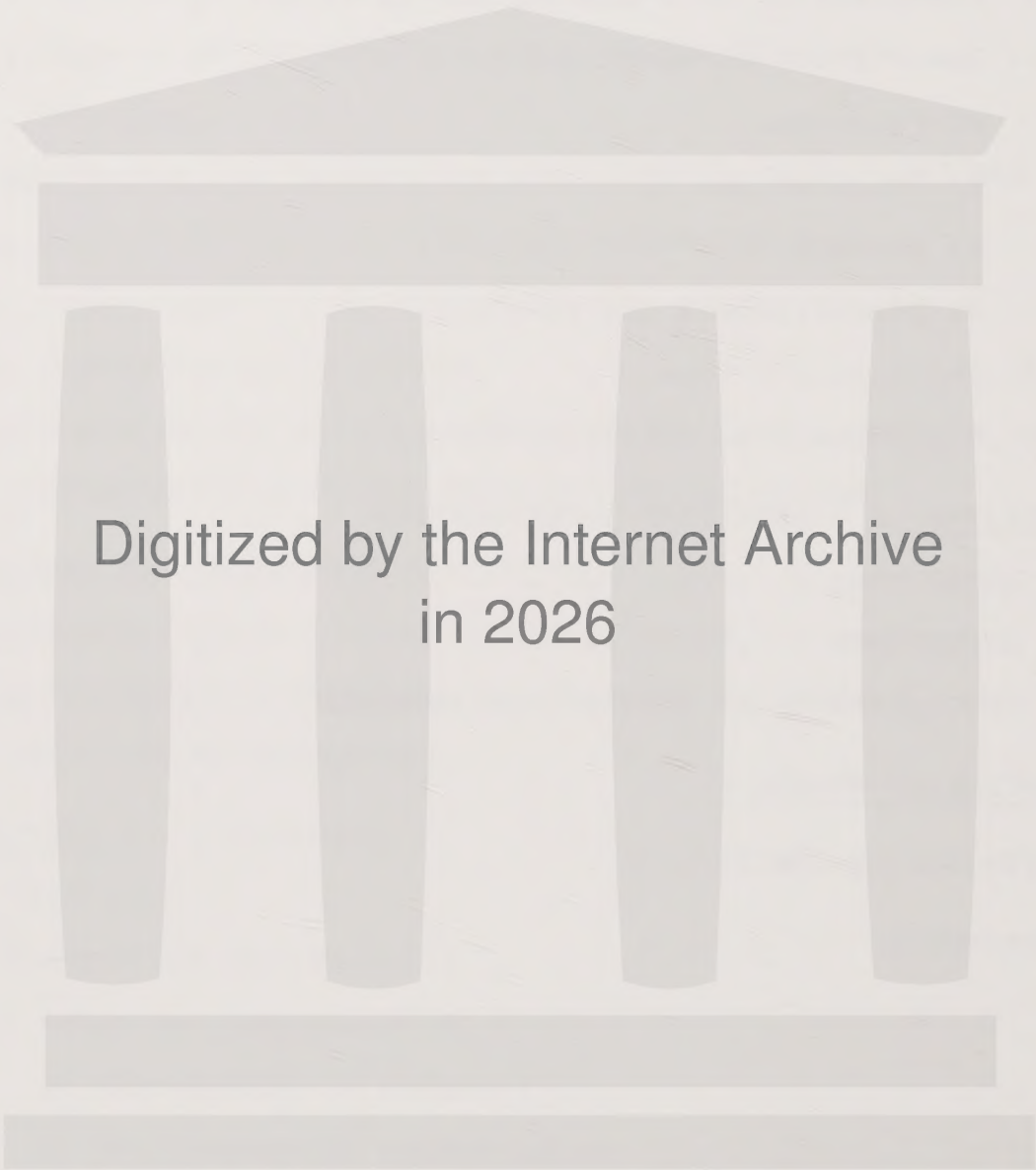
B. EXPERIENCE A λ_0=0,53 µm 151

CONCLUSION DE LA PARTIE EXPERIMENTALE. 170

CONCLUSION GENERALE. 174

APPENDICE DU CHAPITRE II 176

REFERENCES. 177


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543515_0009

INTRODUCTION GENERALE

Dans les recherches concernant la fusion thermo-nucléaire controlée par confinement inertiel, le problème fondamental est le couplage énergétique de la cible "à fusion" et du faisceau incident, qu'il soit photonique ou particulaire.

Dans le cas de l'utilisation d'un laser, l'idée consiste à irradier une cible par une impulsion de courte durée mais de forte puissance délivrée par un laser. La partie externe de la cible se trouve alors portée à une haute température et permet, par réaction, une compression du coeur de la cible jusqu'à une très forte densité. C'est dans un tel milieu comprimé que peuvent alors se déclencher et s'entretenir les réactions de fusion, avant même que ce coeur ne se disperse; il y a donc utilisation de l'inertie de la cible.

Cette notion d'inertie ne peut, cependant, tenir que si le coeur peut être comprimé à froid, afin d'obtenir la plus forte densité possible. Il est donc nécessaire de savoir chauffer la seule partie externe de la cible par des mécanismes rapides n'entrainant pas de préchauffage du coeur, en clair, sans production de particules rapides.

Avant même que le faisceau laser n'atteigne la surface critique (surface au-delà de laquelle il ne peut se propager), celui-ci rencontre une couronne où il serait

intéressant de déposer de l'énergie.

Parmi les mécanismes qui peuvent y intervenir, on note les instabilités paramétriques. Celles-ci, en effet, permettent indirectement une interaction forte du rayonnement laser avec les particules, par couplage de ce rayonnement avec des modes collectifs du plasma.

Sachant que l'efficacité industrielle de la fusion nécessitera des réacteurs à cibles plus grandes et à impulsions laser plus longues que celles utilisées actuellement et que, par suite, le plasma sous-critique formé aura de plus grandes dimensions, la connaissance de ces phénomènes, leurs avantages et leurs inconvénients revêtent une importance certaine.

C'est l'étude de ce plasma sous-critique qui a motivé cette thèse et plus particulièrement l'instabilité paramétrique de décomposition en deux plasmons et la rétrodiffusion stimulée Raman.

Après la présentation de ces deux processus dans le chapitre I, on commencera par leur étude théorique dans le régime de linéarité, c'est-à-dire dans le cas où ces instabilités ne perturbent pas le plasma qui les supporte suffisamment pour que les paramètres qui le caractérisent soient modifiés de manière substantielle. Ceci fera l'objet du second chapitre.

Au chapitre III seront abordés les problèmes de non-linéarité et de saturation des instabilités.

Le chapitre IV traitera du problème particulier du

chauffage des électrons par un champ électrique localisé dans l'espace, comme celui que créent les instabilités étudiées.

A partir du chapitre V commencera la partie expérimentale, avec la présentation des manipulations effectuées et des diagnostics effectués .

Enfin, au chapitre VI, les résultats obtenus concernant le chauffage électronique par ces instabilités seront présentés, et plus particulièrement la production de particules rapides.

CHAPITRE I

INTERACTION D'UN FAISCEAU LASER AVEC UN PLASMA - PRESENTATION DES INSTABILITES PARAMETRIQUES "HAUTE-FREQUENCE"

A. MECANISMES D'INTERACTION

Une impulsion très puissante d'un faisceau laser focalisée sur une cible solide crée un plasma chaud qui se détend rapidement.

A la densité critique n_c , la constante diélectrique du plasma est nulle pour l'onde laser incidente. Le faisceau se propage, donc, jusqu'à n_c , dans un plasma dont la densité croit lors de sa propagation. C'est dans cette zone dite couronne que les processus fastes (chauffage) et néfastes (rétrodiffusion de l'onde laser) se produisent.

Les divers processus d'interaction sont regroupés en deux classes : absorption et rétrodiffusion.

Le mécanisme d'absorption prépondérant à faible éclairement est collisionnel : le rayonnement de freinage inverse, d'autant moins efficace que les atomes de la cible sont moins lourds, que la température est plus élevée et la densité moins grande.

Un deuxième mécanisme d'absorption est à noter : c'est l'absorption résonnante, résultat de la transformation

linéaire d'une onde électromagnétique transverse en une onde électrostatique, au niveau de la couche critique.

A plus forts éclairements, l'onde laser peut déclencher des instabilités paramétriques qui se réduisent à un couplage de trois ondes, et plus précisément à une décomposition de l'onde laser en deux modes propres du plasma, satisfaisant aux deux conditions de conservation de l'énergie et de l'impulsion; les fréquences et les vecteurs d'onde des ondes couplées sont, par suite, liées par les règles :

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \qquad \vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$$

l'indice 0 repérant l'onde mère, les indices 1 et 2 les ondes filles. Ces relations traduisent qu'il y a réso - nance entre l'un des modes du plasma et la modulation non linéaire de l'autre mode sous l'effet du champ de pompe. La répartition de l'énergie W_0 de l'onde de pompe entre ces deux ondes se fait en proportion de leurs fréquences, suivant la loi de Manley-Rowe

$$\frac{W_0}{\omega_0} = \frac{W_1}{\omega_1} = \frac{W_2}{\omega_2} .$$

Le transfert d'énergie est, donc, orienté vers les modes fils de haute fréquence. Les instabilités dites de chauffage produisent uniquement des ondes longitudinales amorties ensuite dans le plasma. Les mécanismes de rétrodiffusion conduisent à une perte importante de l'énergie incidente, sous forme d'onde électromagnétique rétrodiffusée.

B. PRESENTATION DES DEUX PROCESSUS PARAMETRIQUES "HAUTE-FREQUENCE"

Ces deux mécanismes que sont l'instabilité deux plasmons et la rétrodiffusion Raman ont tout d'abord un caractère paramétrique : elles correspondent à l'amplification d'une oscillation due à une modulation, relevant d'une action extérieure, d'un paramètre qui caractérise cette même oscillation, sa pulsation en l'occurrence. Le pendule de Landau, problème connu de la mécanique classique, constitue un exemple d'instabilité paramétrique.

L'instabilité à deux plasmons est caractérisée par la décomposition d'une onde électromagnétique (photon) en deux ondes de plasma électroniques (plasmons). Le terme plasmon désigne le quantum d'énergie $\hbar\omega_p$ d'une onde électrostatique de pulsation ω_p. L'utilisation correcte du mot "plasmon" sous-entend que la longueur d'onde soit supérieure à la longueur de Debye du milieu où existe cette onde, condition même d'existence d'effets collectifs.

L'effet Raman stimulé désigne une décomposition d'une onde EM (photon) en une autre onde EM (photon) et en une onde plasma électronique (plasmon).

Ces deux processus ont lieu pour des densités inférieures ou égales au quart de la densité critique. Un calcul simple permet de s'en rendre compte :
Si n_c désigne la densité critique, la pulsation de l'onde incidente s'écrit , avec m désignant la masse électronique :

$$\omega_0 = \left(\frac{n_c e^2}{m \varepsilon_0} \right)^{1/2}$$

Si les deux ondes plasma, de pulsations quasi identiques : ω_p, sont créées à la densité électronique n_e, alors

$$\omega_p = \left(\frac{n_e e^2}{m \varepsilon_0} \right)^{1/2}$$

La condition de conservation de l'énergie impose : $\omega_0 = 2\omega_p$, soit :

$$n_e = \frac{n_c}{4}$$

L'instabilité à deux plasmons n'existe donc qu'au quart de la densité critique. Chaque plasmon emportera la moitié de l'énergie absorbée par ce processus.

Quant à l'effet Raman, il faut, pour que le photon diffusé puisse se propager, que sa fréquence ω soit supérieure à ω_p. Il faut donc :

$$\omega_0 \geq 2\omega_p \quad \text{soit} \quad n_e \leq \frac{n_c}{4} .$$

L'effet Raman existe donc dans la zone de densité inférieure au quart de la densité critique; le photon rétrodiffusé emportera au moins 50 % de l'énergie absorbée; cette énergie photonique sera d'autant plus importante que la densité où se déclenchera cet effet Raman sera plus faible. Il s'agit donc là d'un effet particulièrement désagréable quant au couplage laser-matière.

Nous avons répertorié, dans le tableau I-1, l'ensemble des processus de décomposition paramétriques d'une onde EM dans un plasma non magnétisé; le schéma I-1 donne grossièrement les régions du plasma où se produisent les divers mécanismes d'interaction.

INSTABILITES DE CHAUFFAGE			
Instabilité de décomposition électrostatique	photon →	plasmon	haute fréquence
		phonon	basse fréquence
Instabilité à deux faisceaux oscillants	photon →	plasmon	haute fréquence
		phonon de fréquence nulle	basse fréquence
Instabilité à deux plasmons	photon →	plasmon	haute fréquence
		plasmon	haute fréquence
INSTABILITES DE RETRODIFFUSION			
Effet Brillouin stimulé	photon →	photon	haute fréquence
		phonon	basse fréquence
Effet Raman stimulé	photon →	photon	haute fréquence
		plasmon	haute fréquence

Tableau I-1

Le terme basse fréquence correspond à une onde dont la pulsation est de l'ordre de grandeur de la pulsation de plasma ionique.

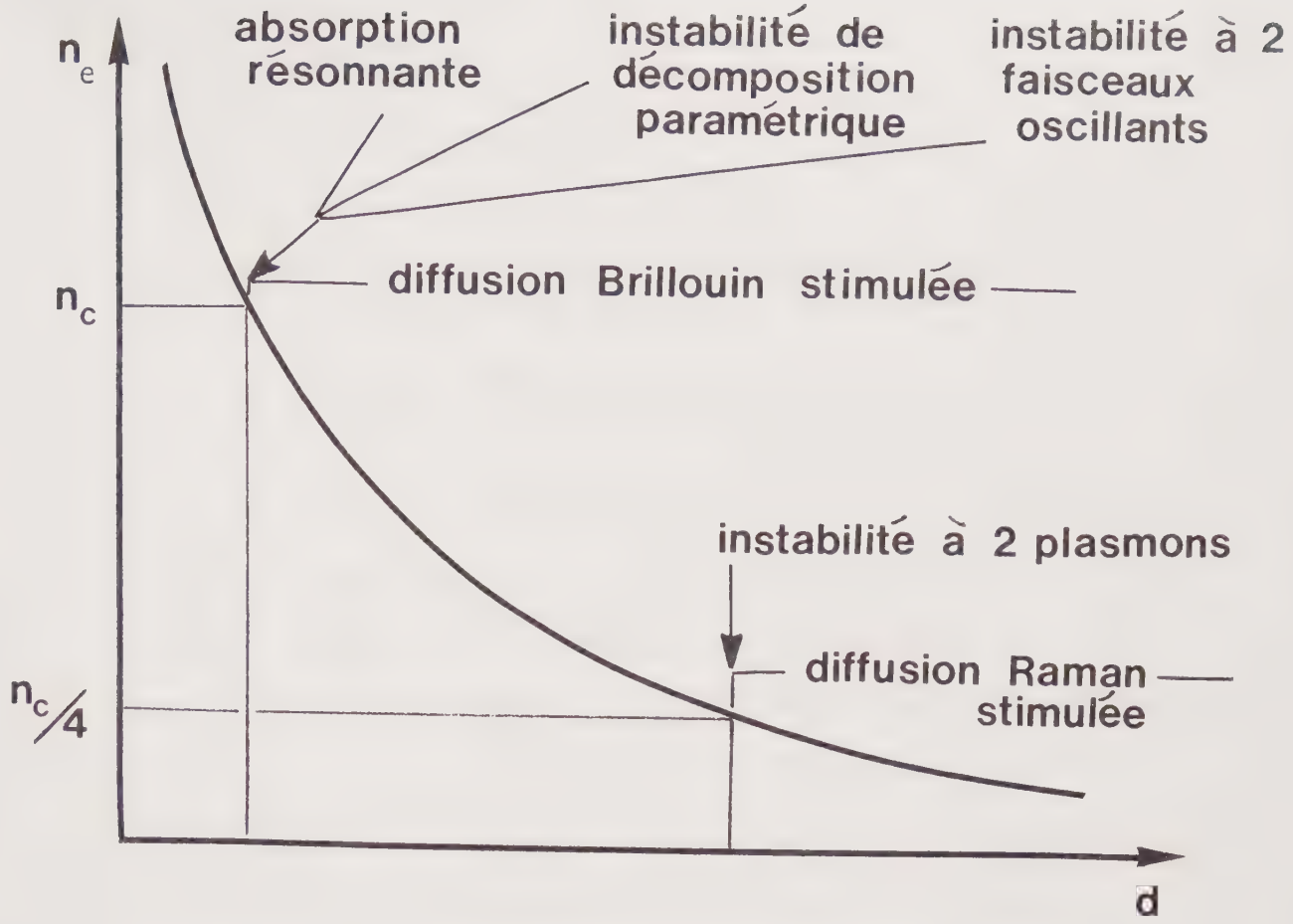


Figure I - 1 : Profil de densité du plasma sous-critique en fonction de la distance à la cible.

CHAPITRE II

THEORIE LINEAIRE DE L'INSTABILITE A DEUX PLASMONS ET DE LA DIFFUSION RAMAN STIMULEE

A. INTRODUCTION ET PLAN DE L'ETUDE

Le cadre de cette théorie est un plasma supposé initialement totalement ionisé, neutre, en équilibre, infini, en dehors de tout champ magnétique constant.

Du fait de l'agitation thermique, il existe, en l'absence de toute perturbation, des mouvements de particules. Chaque élément de volume du plasma contient des particules de vitesses très différentes; vis à vis d'une onde, elles ne jouent pas le même rôle : en effet, certaines vont se déplacer en phase avec elle. Nous supposerons qu'il y a très peu de ces particules résonnantes; nous pourrons ainsi, en première approximation, en négliger l'effet.

Pour cette situation, on adoptera une description d'ensemble où chaque espèce de particules sera considérée comme un fluide (modèle hydrodynamique), les effets d'agitation thermique apparaissant sous la forme d'un terme de pression.

On peut donc écrire une équation de mouvement relative à la vitesse moyenne du fluide.

Ne nous intéressant qu'à des ondes de haute-fréquence vis à vis de la fréquence plasma ionique, tout mouvement ionique sera négligé; la théorie de ces instabilités sera

donc fondée sur deux systèmes couplés d'équation :

. l'un hydrodynamique, intéressant les électrons uniquement :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu + \vec{v}_e \cdot \vec{\nabla}\right)\vec{v}_e = -\frac{e}{m}\left(\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}\right) - \frac{\vec{\nabla} P}{m\, n_e} \qquad (2.1)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla}.(n_e \vec{v}_e) = 0 \qquad (2.2)$$

avec : m : masse de l'électron.

$\vec{v}_e$: vecteur vitesse du fluide électronique.

ν : coefficient d'amortissement; ce terme correspond aux collisions entre particules et à l'effet Landau, la contribution de ce dernier ayant pour expression celle que l'on calcule à partir de l'équation de Vlasov. A noter qu'elle est nulle pour une onde électromagnétique.

P : pression cinétique supposée scalaire.

n_e : densité électronique.

. l'autre électromagnétique, composé des relations de Maxwell.

Il est à noter que, dans cette étude limitée aux ondes HF de pulsation supérieure à $10^{14} s^{-1}$,la vitesse d'expansion du plasma n'introduit qu'un effet Doppler négligeable et peut, donc, être considérée dans nos calculs comme nulle.

La présence d'une onde dans un plasma perturbe toutes les grandeurs telles que densité, vitesse, ... Par convention, toute variation sera affectée d'un "δ". Ainsi, la densité s'écrira : $n_e = n_0 + \delta n$. Le plasma étant supposé initialement à l'équilibre, on a : $\vec{v}_0 = \vec{0}$. On supposera

l'amplitude de l'onde suffisamment faible pour qu'elle ne puisse induire dans le plasma que de faibles perturbations :

$$\delta n << n_0$$

De ce fait, en nous limitant à un développement perturbatif à l'ordre 1 en δn, les équations seront linéarisées.

En ne considérant qu'une seule onde d'un certain type dans le plasma, on peut obtenir les équations de dispersion des modes propres du plasma qui nous intéressent :

. Onde transverse :

La pulsation ω_0 et le vecteur d'onde $\vec{k}_0$ d'une onde EM transverse sont liées par la relation :

$$\omega_0^2 = \omega_{p_0}^2 + k_0^2 c^2 - i\nu \frac{\omega_{p_0}^2}{\omega_0} \qquad (2.3)$$

ω_{p_0} représentant la pulsation plasma électronique (la pulsation ionique étant négligeable), dans le cas de faible amortissement ($\nu << \omega_0$), soit encore :

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_{p_0}^2 + k_0^2 c^2} - i \frac{\nu \omega_{p_0}^2}{2\omega_0^2} \qquad (2.4)$$

. Onde plasma électronique :

Pour cette onde, à la fois longitudinale et électrostatique, on a :

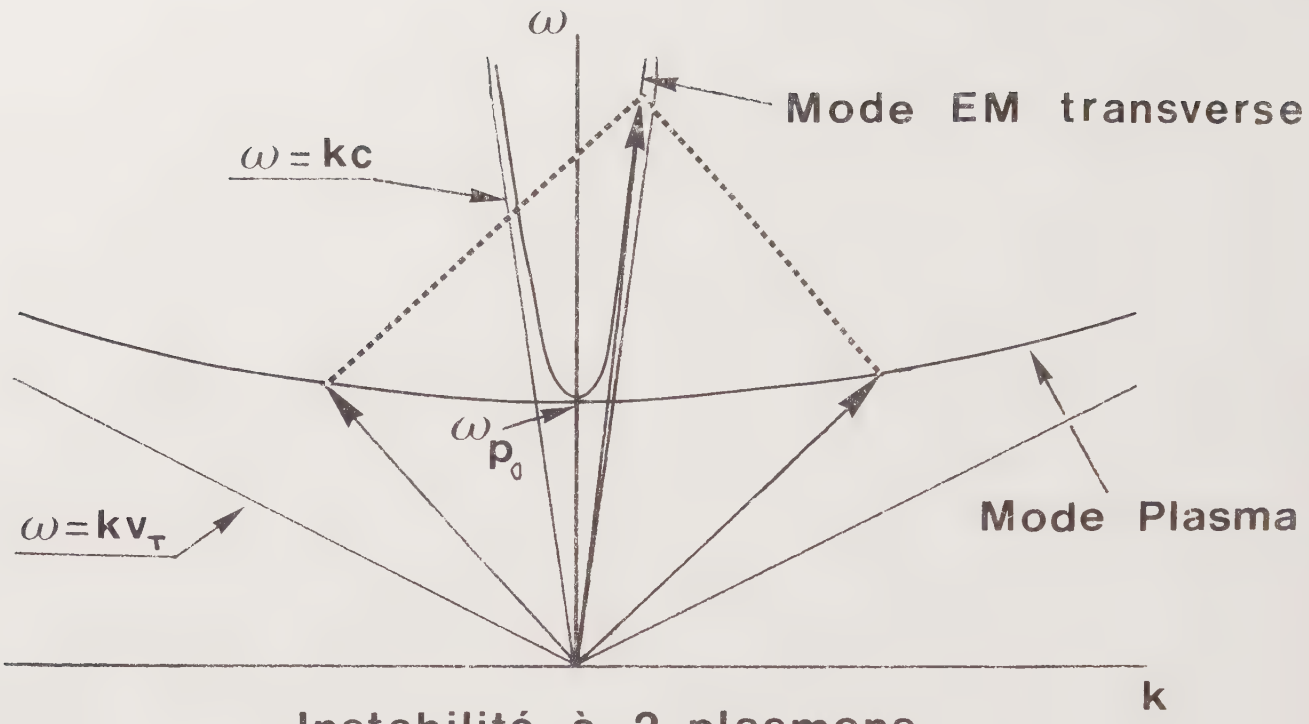
$$\omega_p^2 = \omega_{p_0}^2 + \gamma v_T^2 k^2 - i\omega_{p_0}\nu \qquad (2.5)$$

si l'on suppose : $\nu << \omega_{p_0}$ et $\gamma k v_T << \omega_{p_0}$ (condition d'existence comme mode propre). Le facteur γ introduit par le terme de pression est pris égal à 3 dans le cas où la vitesse de phase de l'onde est très supérieure à la vitesse thermique électronique v_T.

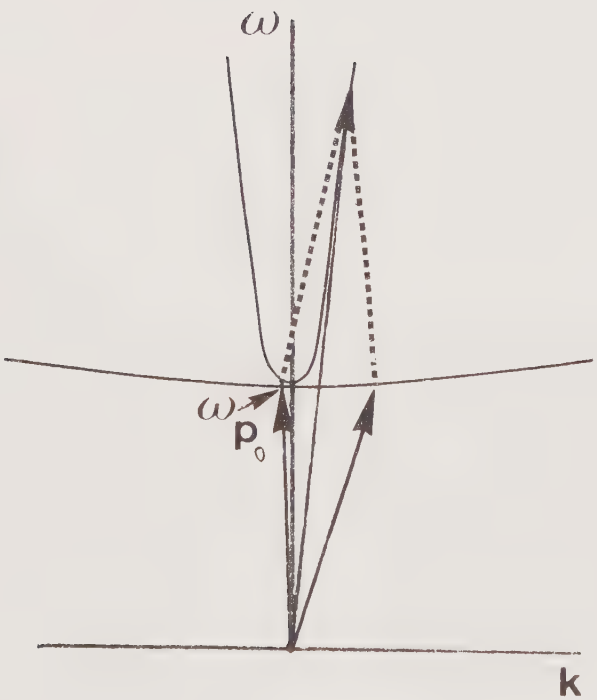
On en tire : $\omega_p = \omega_{p_0}\left(1 + \frac{3}{2}\frac{k^2 v_T^2}{\omega_{p_0}^2}\right) - i\frac{\nu}{2}$. (2.6)

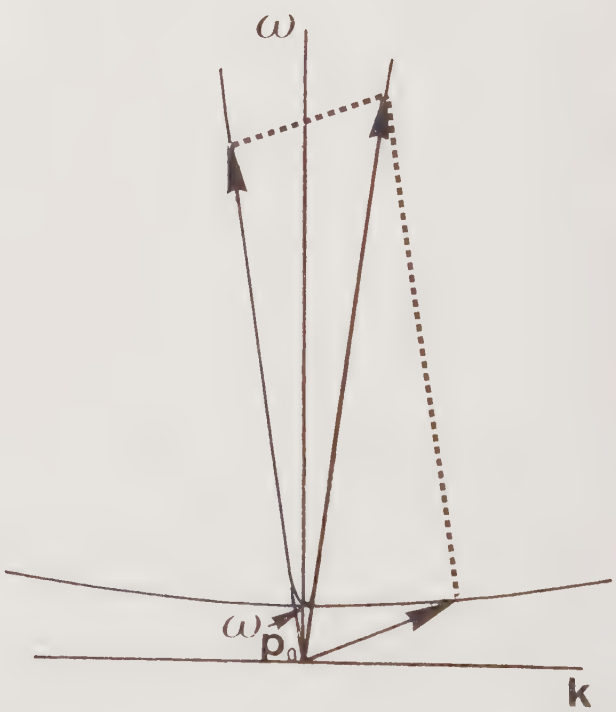
Ce mode se propage tant que k est réel, c'est à dire tant que $\omega_p > \omega_{p_0}$; L'effet Landau impose kv_T/ω_{p_0} très inférieur à 1; il en résulte que ω_p ne peut beaucoup différer de ω_{p_0}; la propagation d'un tel mode se fait donc dans un domaine de fréquence très étroit, d'autant plus étroit que la température est plus basse. Lorsque $\omega_p = \omega_{p_0}$, k devient nul et l'onde ne se propage plus; dans un plasma inhomogène, on peut ainsi définir une surface de réflexion.

Sur le diagramme de dispersion (figure II-1), on voit qu'il est possible d'effectuer la décomposition d'une onde EM ou en deux ondes plasma ou en une onde EM transverse et une onde plasma.



Instabilité à 2 plasmons





Diffusion Raman

à $n_c/4$

à $n_e \ll n_c/4$

Figure II-1 : Diagramme de dispersion de l'instabilité à deux plasmons et de la diffusion Raman.

PLAN DE L'ETUDE

Nous verrons, successivement, l'instabilité à deux plasmons et la diffusion Raman. L'étude de la première sera limitée au quart de la densité critique. La diffusion Raman sera vue en deux parties : l'une concernera son déclenchement à $n_c/4$, l'autre son déclenchement pour une densité inférieure à $n_c/4$.

Nous commencerons chaque étude en examinant le cas où l'instabilité se développe dans un milieu uniforme. Nous poursuivrons en déterminant l'influence d'une non-uniformité dans ce plasma. Deux points importants seront alors à traiter:

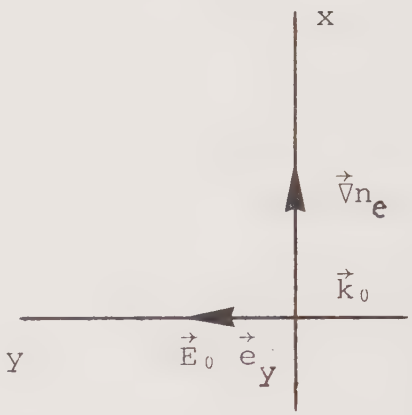
. Le premier concernera le caractère convectif ou absolu de l'instabilité. Dans le cas convectif, les ondes excitées dans une région instable du plasma peuvent se propager hors de cette zone avant de croître substantiellement. Si, au contraire, elle est absolue, elle peut croitre indéfiniment dans la zone instable (jusqu'à ce que des effets non-linéaires importants interviennent).

. Dans une deuxième étape, il sera nécessaire de déterminer l'amplitude maximale atteinte par une onde. Dans le cas d'une instabilité convective, la théorie linéaire peut permettre d'arriver à un résultat. Pour une instabilité absolue, son calcul nécessite une connaissance des mécanismes non linéaires de saturation; ce dernier point fera l'objet du chapitre III.

L'étude mathématique supposera que l'onde laser arrive sur la cible en incidence normale. Pour une incidence oblique, nous ne donnerons que des considérations physiques.

B. COUPLAGE ONDE EM-PLASMA TRES SOUS-CRITIQUE ($n_e \leq \frac{n_c}{4}$)

Considérons une onde EM, de champ électrique $\vec{E}_0 = 2E_0 \vec{e}_y \cos(\omega_0 t - k_0 x)$ tombant sous incidence normale sur un plasma dont la densité n_e a un profil linéaire suivant la direction x, c'est à dire dont la fréquence plasma est de la forme : $\omega_p^2(x) = \omega_{p_0}^2 (1 + \frac{x}{L})$.



Le nouvel équilibre du plasma consiste en oscillations électroniques dans ce champ, avec une vitesse $\vec{V}_0$ déterminée, sous l'hypothèse $V_0 << c$, par :

$$\frac{\partial \vec{V}_0}{\partial t} = -\frac{e}{m}\vec{E}_0 \quad \text{soit} \quad \vec{V}_0 = -\frac{eE_0}{m\omega_0 i} e^{i(\omega_0 t - k_0 x)} \vec{e}_y + \text{c.c.} \tag{2.7}$$

Si l'on tient compte du couplage, dans le plasma, de cette onde EM avec une onde à priori quelconque, à laquelle on associera le champ $\vec{E}$ et si l'on reste dans le cadre d'une théorie linéaire, autrement dit, si l'on suppose $E << E_0$ et si l'on ignore tout affaiblissement de la pompe E_0, on peut linéariser l'équation (2.1) pour obtenir :

$$(\frac{\partial}{\partial t} + \nu)\delta\vec{v} + (\vec{V}_0 . \vec{\nabla})\delta\vec{v} = -\frac{e}{m}\vec{E} - \frac{e}{m}\delta\vec{v} \times \vec{B}_0 - \frac{3v_T^2}{n_0}\vec{\nabla}\delta n \tag{2.8}$$

or: $\vec{\nabla}(\vec{V}_0 . \delta\vec{v}) = (\vec{V}_0 . \vec{\nabla})\delta\vec{v} - (\vec{\nabla} \times \vec{V}_0) \times \delta\vec{v}$

avec, par ailleurs $\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\nabla} \times \vec{V}_0) = -\frac{e}{m}\vec{\nabla} \times \vec{E}_0 = \frac{e}{m}\frac{\partial}{\partial t}\vec{B}_0$ (d'après (2.7)).

Par suite : $(\frac{\partial}{\partial t} + \nu)\delta\vec{v} + \vec{V}(\vec{V}_0 . \delta\vec{v}) = -\frac{e}{m}\vec{E} - \frac{3v_T^2}{n_0}\vec{\nabla}\delta n$

Puisque $\vec{V}_0$ est orienté suivant l'axe y : $\frac{\partial}{\partial t}\,\delta v_y = -\frac{e}{m}E_y$

et donc :

$$\vec{V}_0.\delta\vec{v} = -\vec{V}_0.\int \frac{e}{m}\vec{E}\,dt' \quad . \tag{2.9}$$

D'où l'équation du mouvement électronique :

$$\frac{\partial}{\partial t}\,\delta\vec{v} = -\frac{e}{m}\vec{E} - \frac{3v_T^2}{n_0}\vec{\nabla}\delta n - \nu\delta\vec{v} + \vec{\nabla}(\vec{V}_0.\int \frac{e}{m}\vec{E}\,dt') \tag{2.10}$$

On note dans cette équation le terme non linéaire de couplage :

$$\vec{\nabla}(\vec{V}_0.\int \frac{e}{m}\vec{E}\,dt').$$

Intéressons nous aux équations de Maxwell :

Le vecteur densité de courant électronique s'écrit :

$$\vec{J} = -en\vec{v}_e \simeq -en_0\vec{V}_0 - en_0\delta\vec{v} - e\delta n\vec{V}_0 = -en_0\vec{V}_0 + \delta\vec{J} \tag{2.11}$$

où il est nécessaire de faire intervenir les deux non-linéarités.

Les équations de Maxwell et de Poisson

$$\vec{\nabla}\times(\vec{\nabla}\times\vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t}\,\vec{\nabla}\times\vec{B} = -\frac{\partial}{\partial t}\left(\mu_0\delta\vec{J} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right)$$

$$\vec{\nabla}.\vec{E} = -\frac{e}{\varepsilon_0}\,\delta n$$

permettent d'écrire :

$$c^2\vec{\nabla}\times(\vec{\nabla}\times\vec{E}) + \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} + \omega_p^2\vec{E} = 3v_T^2\,\vec{\nabla}(\vec{\nabla}.\vec{E}) - \frac{en_0}{\varepsilon_0}\,\nu\delta\vec{v}$$

$$+ \omega_p^2\,\vec{\nabla}(\vec{V}_0.\int \vec{E}\,dt') - \frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{V}_0(\vec{\nabla}.\vec{E})\right) \tag{2.12}$$

L'équation de Maxwell-Faraday nous donne $\nu\delta\vec{v}$:

$$-\frac{en_0}{\varepsilon_0}\,\nu\delta\vec{v} = \nu\left(c^2\vec{\nabla}\times\vec{B} + \frac{e\vec{V}_0\delta n}{\varepsilon_0} - \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right)$$

ν étant supposé très inférieur à ω , on obtient :

$$\left|\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{V}_0(\vec{\nabla}.\vec{E})\right)\right| = \left|\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{V}_0 . - \frac{e\delta n}{\varepsilon_0}\right)\right| \gg \left|\nu\ \vec{V}_0 . \frac{e\delta n}{\varepsilon_0}\right|$$

le seul terme à conserver est : $\nu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$.

D'où la relation :

$$c^2\vec{\nabla}\times(\vec{\nabla}\times\vec{E}) + \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} + \omega_p^2\vec{E} + \nu\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} - 3v_T^2\vec{\nabla}(\vec{\nabla}.\vec{E})$$

$$= \omega_p^2\vec{\nabla}(\vec{V}_0 . \int \vec{E}\ dt') - \frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{V}_0(\vec{\nabla}.\vec{E})\right) \qquad (2.13)$$

Le second membre de cette équation correspond au couplage du champ incident avec le champ perturbatif.

Géométrie des décompositions :

L'effet Raman se distingue de l'instabilité à deux plasmons par le fait qu'elle excite un mode non purement longitudinal. Or, un tel mode ne peut être construit à $n_c/4$ (qui est la densité de coupure des ondes de décomposition) que pour une géométrie de décomposition bien particulière.

Une onde de champ électrique $\vec{E}$ et de vecteur d'onde $\vec{k}$ peut être considérée comme quasi-longitudinale si :

$$|\vec{k}\times\vec{E}| << |k_x E_y|$$

soit $|k_x E_y - k_y E_x| << |k_x E_y|$

ou encore $|k_y^2 E_x - k_x k_y E_y| << |k_x k_y E_y|$

La projection selon l'axe Ox de l'équation (2.13) donne, en supprimant les termes en ν et v_T^2 et

après transformation de Fourier :

$$c^2(k_x k_y E_y - k_y^2 E_x) + (\omega_p^2 - \omega^2) E_x = \frac{i\omega}{\varepsilon_0} \delta\, j_{xNL}(\omega).$$

La condition précédente devient $|\omega^2 - \omega_p^2| << |\omega^2 - \omega_p^2 - k_y^2 c^2|$, ce qui définit une longueur Δx de plasma telle que :

$$\frac{\Delta x}{L} << \frac{k_y^2 c^2}{\omega_p^2} . \qquad (2.14)$$

Dans l'étude de l'instabilité à deux plasmons où l'on néglige les parties transverses des ondes formées, la solution obtenue sera valable si (2.14) est vérifiée. Au contraire, l'effet Raman qui nécessite un mode non longitudinal devra satisfaire à $\frac{\Delta x}{L} \geq k_y^2 c^2/\omega_p^2$. Au voisinage de $n_c/4$ où $\Delta x/L << 1$, k_y sera tel que $k_y << \omega_{p_0}/c$. Il n'y aura alors diffusion que suivant 0x. Pour les plus grands k_y, l'instabilité à deux plasmons dominera.

1) Instabilité à deux plasmons en incidence normale :

Les deux composantes E_x et E_y des champs seront considérées. Cette instabilité est, en effet, bidimensionnelle. Seules les parties électrostatiques des ondes seront considérées. Pour résoudre nos équations différentielles, il est utile d'effectuer une analyse de Fourier dans l'espace et de Laplace dans le temps; Si l'on pose

$$\psi(k_x, k_y, \omega) = \int \psi(x,y,t) e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)}\, dx\, dy\, dt$$

on obtient, en prenant $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{0}$ (onde plasma électrostatique):

selon 0x $\left[-\omega^2 + \omega_{p_0}^2 \left(1 + \frac{i}{L} \frac{\partial}{\partial k_x}\right) - i\omega\nu\right] E_x + 3v_T^2 \left[k_x^2 E_x + k_x k_y E_y\right]$

$$= i\omega_{p_0}^2 v_0 \left(1+ \frac{i}{L}\frac{\partial}{\partial k_x}\right)\left[\frac{k_x-k_0}{\omega-\omega_0} E_{y-} - \frac{k_x+k_0}{\omega+\omega_0} E_{y+}\right] \quad (2.15)$$

selon Oy $$\left[-\omega^2+\omega_{p_0}^2\left(1+ \frac{i}{L}\frac{\partial}{\partial k_x}\right) - i\omega\nu\right]E_y + 3v_T^2\left[k_y^2 E_y + k_x k_y E_x\right]$$

$$= i\omega_{p_0}^2 v_0 k_y \left(1+ \frac{i}{L}\frac{\partial}{\partial k_x}\right)\left[\frac{E_{y-}}{\omega-\omega_0} - \frac{E_{y+}}{\omega+\omega_0}\right]$$

$$+ iv_0\omega\left[(k_x-k_0)E_{x-} - (k_x+k_0)E_{x+}\right] \quad (2.16)$$

en notant v_0 la grandeur $eE_0/m\omega_0$, $E_{x\pm}$ la composante $E_x(k_x\pm k_0, k_y, \omega\pm\omega_0)$ et $E_{y\pm}$ la composante $E_y(k_x\pm k_0, k_y, \omega\pm\omega_0)$.

On remarque que, pour $\omega=\omega_p$, $\omega_0=2\omega_p$, le seul terme résonnant, c'est à dire identique à un mode propre, est : (E_{x-}, E_{y-}) puisqu'alors :

$$\omega-\omega_0=-\omega_p.$$

Si l'on remplace ω par $\omega-\omega_0$ et k_x par k_x-k_0 dans le système d'équations ci-dessus, on obtient un nouveau système, où les termes non résonnants sont absents :

$$\left[-(\omega-\omega_0)^2+\omega_{p_0}^2\left(1+ \frac{i}{L}\frac{\partial}{\partial k_x}\right)+i\omega_{p_0}\nu+3v_T^2(k_x-k_0)^2\right]E_{x-}$$

$$+ 3v_T^2(k_x-k_0)k_y E_{y-}$$

$$= -iv_0\omega_{p_0}\left(1+ \frac{i}{L}\frac{\partial}{\partial k_x}\right)k_x E_y \quad (2.17)$$

$$\left[-(\omega-\omega_0)^2+\omega_{p_0}^2\left(1+ \frac{i}{L}\frac{\partial}{\partial k_x}\right)+i\omega_{p_0}\nu+3v_T^2 k_y^2\right]E_{y-} + 3v_T^2(k_x-k_0)k_y E_{x-}$$

$$= -iv_0\omega_{p_0}k_y\left(1+ \frac{i}{L}\frac{\partial}{\partial k_x}\right)E_y + iv_0\omega_{p_0}k_x E_x \; . \quad (2.18)$$

On a remplacé ω_0 par $2\omega_{p_0}$ et $(\omega-\omega_0)$ par $-\omega_{p_0}$ dans le terme non linéaire et dans le terme d'amortissement.

Ces deux systèmes d'équations se ramènent à un système de deux équations dont les nouvelles inconnues sont les modules des champs des deux ondes de décomposition :

$E_1=(E_x^2+E_y^2)^{1/2}$ et $E_2=(E_{x-}^2+E_{y-}^2)^{1/2}$

$$\left\{\begin{array}{l}(D_1-\dfrac{i\omega_{p_0}^2}{L}\dfrac{\partial}{\partial k_x})E_1=i\dfrac{eE_0}{2m}k_y\{(1+\dfrac{i}{L}\dfrac{\partial}{\partial k_x})E_2\dfrac{|\vec{k}|}{|\vec{k}-\vec{k}_0|}-\dfrac{|\vec{k}-\vec{k}_0|}{|\vec{k}|}E_2\} \qquad (2.19)\\[2ex] (D_2-\dfrac{i\omega_{p_0}^2}{L}\dfrac{\partial}{\partial k_x})E_2=i\dfrac{eE_0}{2m}k_y\{(1+\dfrac{i}{L}\dfrac{\partial}{\partial k_x})E_1\dfrac{|\vec{k}-\vec{k}_0|}{|\vec{k}|}-\dfrac{|\vec{k}|}{|\vec{k}-\vec{k}_0|}E_1\} \qquad (2.20)\end{array}\right.$$

avec $\left\{\begin{array}{l}D_1=\omega^2-\omega_{p_0}^2-3v_T^2(k_x^2+k_y^2)+i\omega_{p_0}\nu\\ D_2=(\omega-\omega_0)^2-\omega_{p_0}^2-3v_T^2\left((k_x-k_0)^2+k_y^2\right)-i\omega_{p_0}\nu\ .\end{array}\right.$

Dans l'hypothèse de faible inhomogénéité ($k_xL>>1$), on peut négliger les termes en $\dfrac{i}{L}\dfrac{\partial}{\partial k_x}$ dans les seconds membres du système précédent; en outre, si l'on suppose $k_x^2>>k_0^2$, nous permettant ainsi de développer $(k_x-k_0)^2$ en $k_x^2-2k_0k_x$, on obtient un système simplifié :

$$\left\{\begin{array}{l}(D_1-\dfrac{i\omega_{p_0}^2}{L}\dfrac{\partial}{\partial k_x})E_1=-ik_0\dfrac{eE_0}{m}\dfrac{k_xk_y}{k_x^2+k_y^2}E_2 \qquad (2.21)\\[2ex] (D_2-\dfrac{i\omega_{p_0}^2}{L}\dfrac{\partial}{\partial k_x})E_2=+ik_0\dfrac{eE_0}{m}\dfrac{k_xk_y}{k_x^2+k_y^2}E_1 \qquad (2.22)\end{array}\right.$$

Cette approximation $k_x^2>>k_0^2$ n'est fondée que sur la simplification des calculs qui en résultent; ce sont les

résultats de ces derniers qui la justifieront; nous nous limiterons d'ailleurs à ceux-ci.

a) Cas homogène ($L\to\infty$)

Considérons maintenant un plasma homogène et non dissipatif. Nous sommes en présence d'un système homogène à deux équations et à deux inconnues

$$D_1 E_1 + ik_0 \frac{eE_0}{m} \frac{k_x k_y}{k_x^2+k_y^2} E_2 = 0 \qquad (2.23)$$

$$D_2 E_2 - ik_0 \frac{eE_0}{m} \frac{k_x k_y}{k_x^2+k_y^2} E_1 = 0 \qquad (2.24)$$

dont les solutions non triviales correspondent à

$$\begin{vmatrix} D_1 & ik_0 \dfrac{eE_0}{m} \dfrac{k_x k_y}{k_x^2+k_y^2} \\ -ik_0 \dfrac{eE_0}{m} \dfrac{k_x k_y}{k_x^2+k_y^2} & D_2 \end{vmatrix} = 0$$

soit $$D_1 D_2 - k_0^2 \left(\frac{eE_0}{m}\right)^2 \left(\frac{k_x k_y}{k_x^2+k_y^2}\right)^2 = 0 \ . \qquad (2.25)$$

Si l'on pose $\omega=\omega_{p_0}+\delta\omega$, $\omega_0=2\omega_{p_0}+\Omega$ et $k_x=\alpha k_y$, on obtient la nouvelle relation de dispersion des modes longitudinaux couplés avec une onde EM :

$$\delta\omega^2 - \left[\Omega + 3\frac{v_T^2}{\omega_{p_0}} k_0 . k_y \alpha\right]\delta\omega + \frac{3}{2} v_T^2 k_y^2 \frac{\Omega}{\omega_{p_0}} (1+\alpha^2)$$

$$- \frac{9}{4} \frac{v_T^4}{\omega_{p_0}^2} k_y^4 (1+\alpha^2)\left(1+\left(\alpha - \frac{k_0}{k_y}\right)^2\right)$$

$$+ \frac{1}{4\omega_{p_0}^2}\left(\frac{eE_0}{m}\right)^2 k_0^2 \left(\frac{\alpha}{1+\alpha^2}\right)^2 = 0 \qquad (2.26)$$

équation du second degré en $\delta\omega$ dont la solution s'écrit :

$$\delta\omega = \frac{1}{2}\left(\Omega + 3\frac{v_T^2}{\omega_{p_0}} k_0 k_y \alpha\right) \pm \frac{1}{2}\sqrt{\Delta}$$

avec $\Delta = \left(\Omega + 3\frac{v_T^2}{\omega_{p_0}} k_0 k_y \alpha\right)^2 - 6v_T^2 k_y^2 \frac{\Omega}{\omega_{p_0}}(1+\alpha^2)$

$$+9\frac{v_T^4}{\omega_{p_0}^2} k_y^4 (1+\alpha^2)\left[1+\left(\alpha - \frac{k_0}{k_y}\right)^2\right] - 4v_0^2 k_0^2 \left(\frac{\alpha}{1+\alpha^2}\right)^2 \qquad (2.27)$$

Pour simplification, les coefficients d'amortissement ont été supprimés.

Sachant que $k_x^2 >> k_0^2$, $\delta\omega$ prend la forme simplifiée :

$$\delta\omega = \frac{1}{2}\left(\Omega + 3\frac{v_T^2}{\omega_{p_0}} k_0 k_y \alpha\right) \pm \left\{\left[\frac{1}{2}\left(\Omega + 3\frac{v_T^2}{\omega_{p_0}} k_0 k_y \alpha\right) - \frac{3}{2}\frac{v_T^2}{\omega_{p_0}} k_y^2 (1+\alpha^2)\right]^2 - v_0^2 k_0^2 \left(\frac{\alpha}{1+\alpha^2}\right)^2\right\}^{1/2} \qquad (2.28)$$

on constate que $\delta\omega$ a une partie imaginaire non nulle pour

$$k_0 v_0 \frac{\alpha}{1+\alpha^2} > \left|\frac{\Omega}{2} + \frac{3}{2}\frac{v_T^2}{\omega_{p_0}} k_0 k_y \alpha - \frac{3}{2}\frac{v_T^2}{\omega_{p_0}} k_y^2 (1+\alpha^2)\right| \qquad (2.29)$$

Il y a alors croissance des deux ondes de pulsations

$$\omega = \omega_{p_0} + \delta\omega(+\sqrt{\Delta}) \quad \text{et} \quad \omega = \omega_{p_0} - \delta\omega(-\sqrt{\Delta}) - \delta\Omega$$

avec pour taux :

$$\boxed{\gamma = \left\{k_0^2 v_0^2 \left(\frac{\alpha}{1+\alpha^2}\right)^2 - \frac{1}{4}\left[\Omega + 3\frac{v_T^2}{\omega_{p_0}} k_0 k_y \alpha - 3\frac{v_T^2}{\omega_{p_0}} k_y^2 (1+\alpha^2)\right]^2\right\}^{1/2}} \qquad (2.30)$$

Lorsque les termes en $k^2 v_T^2 / \omega_{p_0}$ sont supprimés, cette expression est semblable à celle trouvée par Jackson |2| par un traitement cinétique.

Cette instabilité peut, en fait, présenter deux caractères de croissance : caractère convectif et caractère absolu; ces deux types se distinguent par le comportement asymptotique du champ de l'onde croissante, c'est à dire du paquet d'onde $\int e^{i(k_x x-\omega t)} E\, dk_x$ pour $t\to\infty$ en x donné.

Une telle intégrale peut être approchée par la méthode d'intégration du col. Ce dernier est déterminé par la condition :

$$\left.\frac{\delta\omega}{\delta\alpha}\right|_{\omega=\omega_c} = 0 \qquad \omega_c : \text{pulsation au col}$$

soit, si l'on néglige $(3v_T^2/\omega_{p_0})k_0 k_y \alpha$ devant Ω dans l'expression de $\delta\omega$:

$$\left(\frac{3}{2}\frac{v_T^2}{\omega_{p_0}} k_y^2\right)^2 (1+\alpha^2) - k_0^2 v_0^2 \frac{1-\alpha^2}{(1+\alpha^2)^3} = \frac{3}{4}\frac{v_T^2}{\omega_{p_0}} \Omega k_y^2 \qquad (2.31)$$

L'intégrale précédente ne sera infinie pour $t \to \infty$ (critère d'instabilité absolue) que si $\mathrm{Im}\omega_c > 0$.

Cette méthode du col est équivalente à celle qui consiste à rechercher $\delta\omega$ tel que l'équation de dispersion (2.26) ait une racine double en α , les deux racines "fusionnantes" provenant des deux demi-plans imaginaires opposés (critère de Bers-Briggs |3|).

Au col, on a :

$$\delta\omega_c = \frac{1}{2}\Omega - k_0 v_0 \left\{\left[\frac{k_0 v_0}{\omega_{p_0}} \frac{1-\alpha^2}{(1+\alpha^2)^3}\right]^2 \left(\frac{2\omega_{p_0}}{3k_y^2 v_T^2}\right)^2 - \left(\frac{\alpha}{1+\alpha^2}\right)^2\right\}^{1/2} \qquad (2.32)$$

L'expression $\delta\omega_c(x)$ ci-dessus aura une partie imaginaire non nulle et même positive si : { }<0. Ce Im $\delta\omega_c$ sera alors maximal pour $\alpha=1$, ce qui donne à Ω la valeur 6 $v_T^2 k_y^2/\omega_{p_0}$.

On peut vérifier que notre hypothèse $3v_T^2/\omega_{p_0}\ k_0 k_x << \Omega$ est honnête dans ce cas, pour $k_x^2 >> k_0^2$, puisque ceci était déjà supposé.

En conclusion, nous sommes en présence d'une instabilité absolue dont le mode le plus instable correspond à une onde plasma formée avec un vecteur d'onde à 45° par rapport à $\vec{k}_0$ et à une valeur : $\Omega = 6\ v_T^2/\omega_{p_0}\ k_y^2$. Son taux de croissance est alors: $k_0 v_0/2$ et son seuil est nul.

En fait, le terme négligé donne un taux de croissance à l'instabilité absolue qui est :

$$\gamma = \left\{ \frac{k_0^2 v_0^2}{4} - \left(\frac{3}{2} \frac{v_T^2}{\omega_{p_0}} k_0 k_y \right)^2 \right\}^{1/2} \qquad (2.33)$$

Ceci nous amène à considérer un seuil en v_0 pour que cette instabilité absolue puisse se déclencher, pour un k_y donné :

$$v_0 > 3\ \frac{k_y v_T^2}{\omega_{p_0}} \qquad (2.34)$$

condition trouvée pour la première fois par Liu et Rosenbluth [4] par un calcul hydrodynamique.

Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques de l'instabilité à deux plasmons en milieu homogène non dissipatif pour $k_x^2 >> k_0^2$.

	Instabilité absolue		Instabilité convective
$\theta=(\vec{k}_0,\vec{k})$	quelconque	45°	quelconque
Ω	donné par (2.31)	$\Omega=6\,\frac{v_T^2}{\omega_{p_0}}\,k_y^2$	quelconque
seuil défini par :	$\mathrm{Im}\,\delta\omega_c=0$ (2.32)	$v_0=3\,\frac{k_y v_T^2}{\omega_{p_0}}$ mode le plus instable	pour $\gamma=0$ supérieur ou inférieur à v_0 suivant Ω et θ

b) Cas de faible inhomogénéité (L fini)

Supposons Ω de valeur égale à celle trouvée en (a) : $\Omega= 6\ v_T^2/\omega_{p_0}\ k_y^2$ et introduisons une longueur d'inhomogénéité finie, toujours en milieu non dissipatif, celle-ci étant considérée comme une perturbation.

Si l'on effectue le changement de variable suivant :

$$E_1=f(k_x)\,e^{-\frac{i}{2}L\int^{k_x}\left[\frac{D_1+D_2}{\omega_{p_0}^2}+\frac{i}{k_xL}-\frac{2}{\omega_{p_0}^2}\left(\frac{k_xk_y}{k^2}k_0v_0\right)^2\right]dk_x}$$

le système précédent se réduit à une équation en f dans l'espace des k_x :

$$\frac{\partial^2}{\partial k_x^2}f+(k_yL)^2Ff=0 \qquad (2.35)$$

avec $F=\underbrace{\left(\frac{\delta\omega}{\omega_{p_0}}\right)^2+\frac{k_0^2v_0^2}{\omega_{p_0}^2}\,\frac{\alpha^2}{(1+\alpha^2)^2}}_{F_0}-\underbrace{\frac{\alpha^2-1}{\alpha(\alpha^2+1)}\,\frac{\delta\omega}{\omega_{p_0}}}_{F_1}\,\frac{i}{k_yL}$

les termes d'ordre supérieur ou égal à deux en k_yL ayant été négligés.

Si l'on considère le mode absolu le plus instable, c'est à dire celui qui correspond à $\alpha=1$, les deux zéros de F(en α) se confondent pour un plasma homogène ($F=F_0$).

Une longueur d'inhomogénéité finie introduit un décalage de ceux-ci. En développant α au voisinage de $\alpha=1$, en $\alpha=1+\delta\alpha$, on obtient une équation de Weber.

Au moyen de la condition de Bohr (voir appendice), il a été trouvé |1|

$$\text{Im}\ \delta\omega_1 \simeq (n+\frac{1}{2})\ \frac{\omega_p}{k_y L}\ ,\ n \in N \qquad (2.36)$$

Le taux de croissance de l'instabilité absolue devient donc, en milieu faiblement inhomogène et non dissipatif :

$$\boxed{\gamma = \{\ \frac{k_0^2 v_0^2}{4} - (\frac{3}{2}\ \frac{v_T^2}{\omega_{p_0}}\ k_0 k_y)^2\ \}^{1/2} - (n+\frac{1}{2})\ \frac{\omega_{p_0}}{k_y L}} \qquad (2.37)$$

Le seuil de déclenchement le plus bas s'obtient pour $n = 0$ et $\frac{k_0 v_0}{2} = \frac{1}{2}\ \frac{\omega_{p_0}}{k_y L}$.

D'après le cas "homogène", ne peut être excité de manière absolue qu'un mode à $k_y < \frac{v_0 \omega_{p_0}}{3 v_T^2}$.

La combinaison de ces deux résultats donne un ordre de grandeur du seuil minimal de cette instabilité

$$\boxed{\frac{1}{3}\ (\frac{v_0}{v_T})^2\ k_0 L \simeq 1} \qquad (2.38)$$

résultat également trouvé par d'autres auteurs |4,5| .

Le seuil vrai est déterminé à partir de l'expression complète (2.37) de γ. Ceci nous permet de conclure que l'instabilité à deux plasmons sera d'autant plus facilement déclenchée que la température du plasma sera plus faible, sa longueur caractéristique d'inhomogénéité de densité plus

grande et la longueur d'onde du rayonnement de pompe plus élevée. Le seuil de déclenchement de l'instabilité absolue s'écrit, en éclairement, sachant qu'à $n_c/4$ k_0 vaut $(\sqrt{3}\ \omega_{p_0}/c)$:

$$I_D = 2\varepsilon_0 c E^2_D = 8\pi\sqrt{3}\ \frac{\varepsilon_0 m c^3}{e^2}\ \frac{KTe}{\lambda_0 L} \qquad (2.39)$$

soit en unités pratiques, avec K constante de Boltzmann :

$$\boxed{I_D(W/cm^2) = 6\ 10^{15}\ \frac{KTe\ (keV)}{\lambda_0\ (\mu m)\ L(\mu m)}} \qquad (2.40)$$

λ_0 étant la longueur d'onde dans le vide du rayonnement laser.

La présence d'une instabilité absolue en milieu homogène est très importante quant au niveau d'amplitude que peuvent atteindre les ondes créées; celle-ci croit, en effet, sur place et, de ce fait, peut atteindre pendant la durée de l'interaction avec le faisceau laser le niveau de non-linéarité : si τ est cette durée, les ondes créées voient leur amplitude croitre par un facteur $e^{\gamma\tau}$ (non linéarité supposée de valeur supérieure).

Lorsque l'instabilité est convective, c'est à dire lorsque le seuil (2.38) n'est pas atteint, il faut que le taux de croissance des ondes créées soit suffisamment grand pour que l'amplification durant la propagation de l'instabilité dans la zone de résonance soit importante. Cette zone, qui est de dimension finie en milieu inhomogène, limite le facteur de croissance des ondes plasma à la valeur |6| $A = \gamma^2/K'v_1v_2$, avec $v_{1,2}$ les vitesses de groupe des deux ondes plasma (Ce résultat est obtenu par une approximation

WKB non appropriée ici. Il approche cependant la réalité dans le cas d'un champ fort, c'est à dire lorsque tout amortissement est négligé). On a :

$$v_{1,2} = \frac{\partial \omega_p}{\partial k_x} = \frac{6v_T^2}{\omega_{p_0}} \; k_{x_{1,2}}$$

k' est le coefficient qui caractérise le désaccord des vecteurs d'onde, dans le couplage, dû à l'inhomogénéité :

$$k' = \frac{d}{dx}\,(k_0 - k_{1x} - k_{2x}) = \frac{\omega_{p_0}^2}{6v_T^2 L}\,\frac{k_0}{k_{1x}k_{2x}}$$

On obtient, pour $\gamma = \frac{k_0 v_0}{2}$, le facteur :

$$A = \frac{\pi}{12}\left(\frac{v_0}{v_T}\right)^2 k_0 L \; . \qquad (2.41)$$

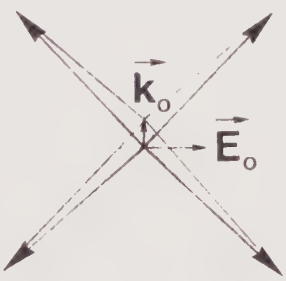
Ce facteur A est totalement négligeable devant celui de l'instabilité absolue, pour les interactions réalisées plus loin; (L=100µm; KTe : température électronique : 0,2 keV; éclairement : $10^{12} W/cm^2$ en faisceau CO_2) donnent A≃1.

On peut finalement dire que l'instabilité à deux plasmons se réduit aux modes absolus dont la configuration la plus instable est la suivante, pour $k_x^2 >> k_0^2$:

plasmons avant

$\frac{n_c}{4}$

plasmons arrière



deux paires de plasmons à 45° par rapport au vecteur d'onde du faisceau laser, dans le plan déterminé par $\vec{k}_0$ et son champ électrique $\vec{E}_0$.

La saturation de cette instabilité, si elle a lieu, sera due à des processus non linéaires, au contraire des

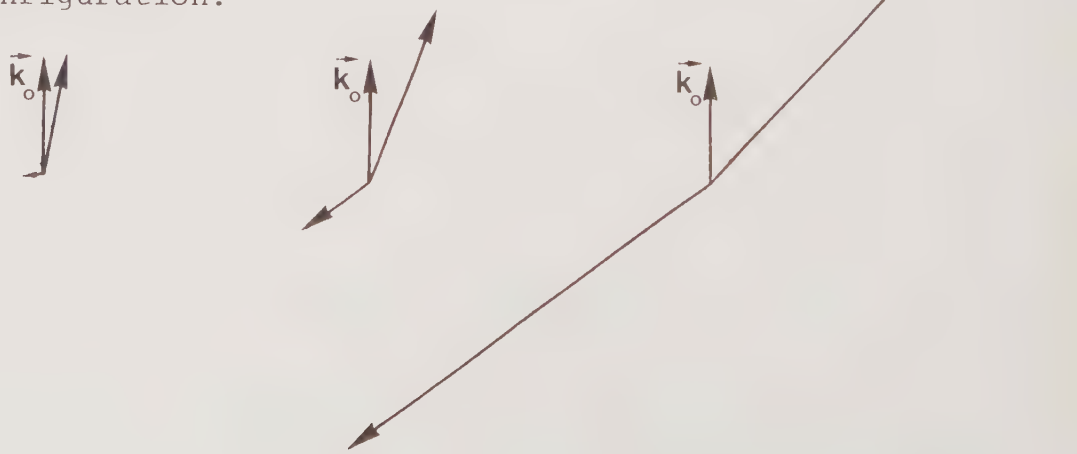
instabilités convectives qui, elles, peuvent être saturées par un phénomène linéaire lié à leur nature : la convection hors de la zone de résonance , traduite par un facteur d'amplification donné ci-dessus.

Revenons sur l'approximation $k_x^2 >> k_0^2$.

Au vu de l'expression (2.33), à éclairement donné, aux fortes températures, la composante k_y ne pourra être importante, ce qui se traduit par le fait que $|\vec{k}|$ s'approchera de $|\vec{k}_0|$. La configuration de décomposition ne ressemblera pas à celle dessinée ci-dessus. C'est l'inhomogénéité qui imposera à des vecteurs d'onde un module minimal.

Dans ce cas général, le terme source dans l'expression de γ a pour expression $\frac{1}{2}\,|k_y| v_0 \left[\frac{|\vec{k}|}{|\vec{k}-\vec{k}_0|} - \frac{|\vec{k}-\vec{k}_0|}{|\vec{k}|} \right]$ obtenue en annulant le déterminant du système homogène (2.19),(2.20) pour ν et ν_T nuls.

La figure II-2 donne le diagramme polaire de ce terme source du taux de croissance et, par suite, indique les configurations de décomposition privilégiées,en milieu homogène. Le taux de croissance maximal est indépendant de la configuration. Au vu de l'orientation du vecteur $\vec{k}$ de plus petit module, le seuil inhomogène variera peu avec la configuration.



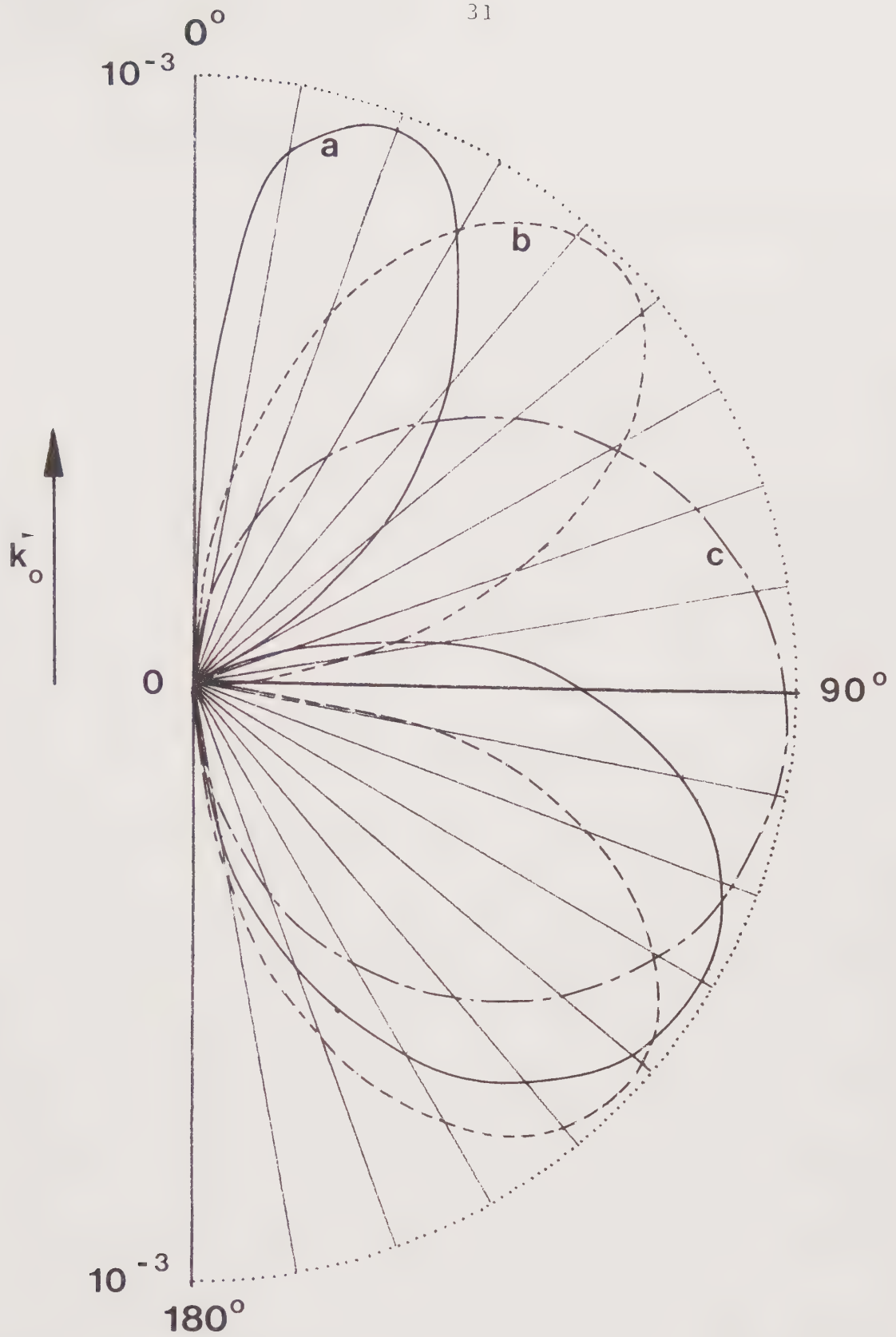


Figure II-2 : Diagramme polaire de γ/ω_0 dans le cas d'un plasma froid et homogène; Ce diagramme est symétrique par rapport à la direction de $\vec{k}_0$; le tracé (a) correspond à un vecteur d'onde $\vec{k}$ de module : $k = \omega_0/c$, (b) à $k = 10\ \omega_0/c$ et (c) à $k = 0{,}1\ \omega_0/c$ pour $\lambda_0 = 0{,}53\mu m$.

2) Diffusion Raman stimulée en incidence normale :

a) Au voisinage de $n_c/4$:

La même étude peut être effectuée pour la diffusion Raman. Il s'agit là d'un processus de décomposition monodimensionnel. Les équations de départ s'en trouvent simplifiées. Elles correspondent aux deux champs transverse et longitudinal créés : elles s'écrivent pour une onde transverse créée et supposée de champ éléctrique parallèle à $\vec{E}_0$:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\omega_p^2+\nu_L\frac{\partial}{\partial t}-3v_T^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)E_x=\omega_{p_0}^2\frac{\partial}{\partial x}\left(V_0\int E_y dt'\right) \qquad (2.42)$$

$$\left(-c^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\omega_p^2+\nu_T\frac{\partial}{\partial t}\right)E_y=-\frac{\partial}{\partial t}\left(V_0\frac{\partial}{\partial x}E_x\right) \qquad (2.43)$$

Dans l'espace de Fourier-Laplace, ces équations deviennent :

$$\left(D_L-\frac{i\omega_{p_0}}{L}\frac{\partial}{\partial k_x}\right)E_x=\frac{ie}{2m}\left(1+\frac{i}{L}\frac{\partial}{\partial k_x}\right)k_x E_0 E_y- \qquad (2.44)$$

$$\left(D_T-\frac{i\omega_{p_0}}{L}\frac{\partial}{\partial k_x}\right)E_y-=-\frac{ie}{2m}k_x E_0 E_x \qquad (2.45)$$

avec $D_L=\omega^2-\omega_{p_0}^2+i\omega_{p_0}\nu_L-3k_x^2v_T^2$

$D_T=(\omega-\omega_0)^2-\omega_{p_0}-i\omega_{p_0}\nu_T-(k_x-k_0)^2c^2$

en ayant remplacé ω_0 par $2\omega_{p_0}$ et $\omega-\omega_0$ par $-\omega_{p_0}$ dans les seconds membres et dans les termes d'amortissement (procédure valable uniquement à $n_c/4$).

En effectuant un changement de variable du même type que le précédent, on obtient une équation correspondant à

l'onde transverse de la forme

$$\frac{\partial^2}{\partial k_x^2} f + Ff = 0$$

avec : $$F = \frac{L^2}{4}\left\{\left[\frac{D_L - D_T}{\omega_{p_0}^2} + \frac{i}{Lk_x}\right]^2 + \frac{v_0^2 k_x^2}{\omega_{p_0}^2}\right\} \qquad (2.46)$$

les termes en $1/Lk_x$ d'ordre supérieur à 2 ayant été négligés.

Si, dans F, on supprime le terme en $(Lk_x)^{-1}$ de même que les collisions, on obtient les caractéristiques de l'instabilité absolue en milieu homogène (fusion des points où F=0 pour $L\to\infty$) en posant $\omega = \omega_{p_0} + \delta\omega$:

$$k_x = k_0\left(1 + \frac{3v_T^2}{c^2}\right) + i\,\frac{v_0}{2c^2}\,\omega_{p_0} \quad \text{et} \quad \delta\omega = i\,\frac{k_0 v_0}{4} \qquad (2.47)$$

et en plasma inhomogène (par la même méthode que précédemment) |1|

$$\text{Im}\,\delta\omega = \frac{k_0 v_0}{4}\left\{1 - \frac{(2n+1)}{k_0 L}\,\frac{3^{-1/4}\,2^{-3/2}}{(v_0/c)^{3/2}}\right\} \qquad (2.48)$$

La température n'apporte que des corrections de l'ordre de v_T^2/c^2, donc parfaitement négligeables |7|. On en tire le seuil de cette instabilité en vitesse d'oscillation

$$\boxed{\frac{v_D}{c} = \frac{1}{2\times 3^{1/6}}\,(k_0 L)^{-2/3}} \qquad (2.49)$$

résultat trouvé, pour la première fois, par Drake et Lee |8|.

Le seuil en éclairement a pour expression

$$I_D = 2\varepsilon_0 c E_D^2 = 2\left(\varepsilon_0\,\frac{m^2 c^5}{e^2}\,\frac{\pi^{2/3}}{3}\right)\frac{1}{\lambda_0^{2/3} L^{4/3}} \qquad (2.50)$$

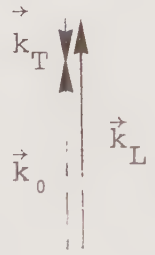
ou encore en unités pratiques :

$$I_D(W/cm^2) = 1.10^{17} \frac{1}{\lambda_0^{2/3}(\mu m) L^{4/3}(\mu m)} \qquad (2.51)$$

Au dessus de ce seuil, il y a donc déclenchement de la rétrodiffusion Raman avec un taux de croissance :

$$\gamma = \frac{k_0 v_0}{4} \left\{ 1 - \frac{1}{3^{1/4} 2^{3/2} k_0 L} \left(\frac{c}{v_0}\right)^{3/2} \right\} \qquad (2.52)$$

dans la configuration ci-contre :



A partir des valeurs de $\delta\omega$ entourant le point absolu et telles que F=0, on obtient la largeur de la zone d'existence de ce mode absolu, soit :

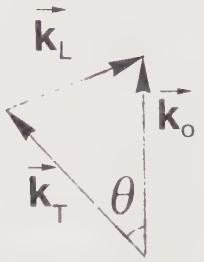
$$\frac{\Delta x}{L} \simeq \left(\frac{v_0}{c}\right)^{1/4} (k_0 L)^{1/2} \qquad (2.53)$$

L'instabilité peut aussi être convective; seulement ce mode convectif à $n_c/4$ sera peu important vis-à-vis de ceux pouvant se développer pour $n_e \leq n_c/4$. En (b), on verra que pour $n_e < n_c/4$ il y a diffusion latérale et cette dernière peut être très fortement marquée, si la longueur d'inhomogénéité est très petite par rapport à la taille du plasma.

b) Zone de densité $n_e \leq n_c/4$:

A une densité inférieure à $n_c/4$, la diffusion Raman n'apparait pas qu'en rétrodiffusion; on peut obtenir une diffusion dans un angle quelconque, en particulier une diffusion latérale et vers l'avant (sens de $\vec{k}_0$). Les trois ondes, onde de pompe, onde transverse ($\vec{k}_T$) et onde longitu-

dinale ($\vec{k}_L$) se combinent selon la structure ci-contre :



Pour $\omega_p << \omega_0$, les équations de dispersion des modes EM et la règle de composition des vecteurs d'onde donnent : $k_T = k_0$ et $k_L = 2k_0 \sin\frac{\theta}{2}$.

Les calculs concernant cette zone de densité ne seront pas développés ici; seuls les principaux résultats seront donnés |1,6|.

Deux cas sont à distinguer :

. Angle θ différent de 90° : $(\cos\theta >> \frac{3v_T^2}{c^2})$

La diffusion est alors convective. Le taux de croissance maximal est obtenu pour les deux champs $\vec{E}_0$ et $\vec{E}_T$ parallèles; il a alors pour expression, en supposant tout amortissement négligeable :

$$\gamma = \frac{v_0}{c}\,\omega_0\left(\frac{\omega_0}{\omega_0-\omega_p}\right)^{1/2} \simeq \frac{v_0}{c}(\omega_0\omega_p)^{1/2}\sin\frac{\theta}{2} \qquad (2.54)$$

pour $\omega_p << \omega_0$.

L'inhomogénéité du plasma limite l'amplification de ce mode à un facteur : $A = 4\pi\left(\frac{v_0}{c}\right)^2 k_0 L \,\frac{\sin^2\theta/2}{|\cos\theta|}$ (2.55) d'autant plus faible que θ est plus grand.

A ce mode, on peut associer un seuil correspondant à une amplification substantielle; un ordre de grandeur de celui-ci correspond à A=1; ceci nous amène à l'expression numérique suivante donnant l'éclairement de seuil pour la rétrodiffusion ($\theta=\pi$)

$$I_D = \frac{8.10^{16}}{\lambda_0 L} \qquad (2.56)$$

avec $I_D(W/cm^2)$, $\lambda_0(\mu m)$ et $L(\mu m)$.

Le seuil, de même que le taux de croissance γ sont maximaux pour la rétrodiffusion. Par exemple, le seuil d'amplification vaut 8.10^{13} W/cm^2 pour une irradiation à 10,6µm avec L=100µm et 8.10^{14} W/cm^2 pour λ_0=1,06µm et L=100µm.

. Angle θ voisin de 90° : diffusion latérale

Ce type de diffusion est absolu; son taux de croissance vaut :

$$\gamma = \frac{v_0}{c}\,\omega_p\left(2-\frac{2\omega_p}{\omega_0}-\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\right)^{1/2} \simeq \frac{v_0}{c}\,\omega_p \qquad (2.57)$$

Son seuil de déclenchement correspond à :

$$2\sqrt{2}\left(\frac{v_0}{c}\right)^{3/2}\frac{\omega_p}{c}L \simeq \left(2\,\frac{\omega_0^2}{\omega_p^2}-2\,\frac{\omega_0}{\omega_p}-1\right)^{-3/4} \qquad (2.58)$$

Seuil et taux de croissance sont d'autant plus faibles que ω_p est plus petit, autrement dit que la densité est plus éloignée de $n_c/4$; à haute densité, son seuil est pratiquement identique à celui de la rétrodiffusion à $n_c/4$.

Cette diffusion latérale est, en fait, convective en y. L'onde transverse se propage perpendiculairement au gradient de densité. Son amplification sera donc limitée,ou par l'inhomogénéité du plasma selon 0_y ou, plus vraisemblablement, par la taille finie L_y du plasma selon 0_y. Le plasma peut, en effet, être considéré comme homogène dans le cas d'une interaction sur une cible plane irradiée par une tache focale de dimension supérieure à L. Son facteur d'amplification s'écrit alors :

$$A=\gamma\frac{L_y}{v_t} \simeq \frac{v_0}{c}\,\frac{\omega_p}{\omega_0-\omega_p}\,k_0 L_y \qquad (2.59)$$

v_t étant la vitesse de groupe de l'onde transverse.

Un éclairement I conduit, pour $n=0,2\ n_c$, à :

$$A = 2.10^{-9}\ \sqrt{I}\ L_y$$

avec I (W/cm^2) et L_y (μm).

Comme exemple, un plasma ayant pour dimension latérale 300μm donne $A=4$ pour $I_0=5.10^{13}\ W/cm^2$. Ce dernier chiffre montre que ce mode latéral est plus amplifié que le mode EM rétrodiffusé. Pour des plasmas tels que :

$$I < 3.10^{16} \left(\frac{L_y}{L\lambda_0}\right)^2$$

avec I (W/cm^2), L_y (μm), L (μm), λ_0 (μm), la diffusion latérale dominera la rétrodiffusion.

En résumé, la diffusion Raman présente un mode très instable uniquement à $n_c/4$, la rétrodiffusion du type absolu. Une fois dépassé son seuil de déclenchement, son taux d'amplification sera tel qu'au cours d'une interaction de durée $\tau >> \gamma_0^{-1}$, l'amplitude des ondes de décomposition de ce mode éclipsera complètement celle due aux modes convectifs. Par la suite, seul ce mode sera considéré dans les problèmes de saturation par des phénomènes non linéaires.

Dans le cas où ce mode n'est pas déclenché, l'effet Raman peut, cependant, ne pas être négligeable. L'augmentation du taux de croissance de la rétrodiffusion Raman et la décroissance de l'effet Landau (II-D-2) lorsque la densité croit font que cette instabilité est dominée par la région avoisinant $n_c/4$. Cependant, l'expression du seuil "inhomogène" favorise finalement les régions très sous critiques ($n_e \leq 0,1\ n_c$) où les longueurs de gradient sont faibles. L'effet Raman qui intervient alors peut être ennuyeux, bien qu'il

soit convectif. En effet, en chaque point du plasma, l'onde EM incidente amplifie une composante de bruit et se trouve ainsi réfléchie. Ces réflexions partielles, bien que réduites individuellement, peuvent donner une réflexion totale gênante.

Remarque

On peut noter que la rétrodiffusion Raman est plus sensible à l'inhomogénéité du plasma que l'instabilité à deux plasmons. Cela tient au fait que les ondes de décomposition de cette dernière sont de longueurs d'onde plus petites que celles créées par la rétrodiffusion (k(deux plasmons)> k(diffusion)).

3) incidence oblique (angle $\theta'=(\vec{k}_0,\vec{\nabla}n_e)$ non nul)

Dans le cas d'une polarisation P, l'amplitude du seuil de déclenchement n'a pas été calculée. On peut remarquer, cependant, qu'au vu des relations de dispersion des modes en présence dans ces instabilités, l'inhomogénéité du plasma se fait beaucoup plus ressentir au niveau des ondes plasma, qu'à celui de l'onde électromagnétique du laser; en effet :

$\omega_p^2=\omega_{p_0}^2+3v_T^2k^2 \Rightarrow k' = \frac{dk}{dx} = -\frac{\omega_{p_0}^2}{6k\,v_T^2}\frac{1}{L}$ pour une onde plasma

$\omega_0^2=\omega_{p_0}^2+c^2k_0^2 \Rightarrow k'_0 = \frac{dk_0}{dx} = -\frac{\omega_{p_0}^2}{2k_0c^2}\frac{1}{L}$ pour l'onde EM du laser.

Par ailleurs, dans nos expériences, on verra que :

$k < 10k_0$ et $\frac{v_T}{c} < 0,1$.

Il s'en suit que : $\frac{k'}{k'_0} = \frac{c^2}{v_T^2}\frac{k_0}{k} > 10$.

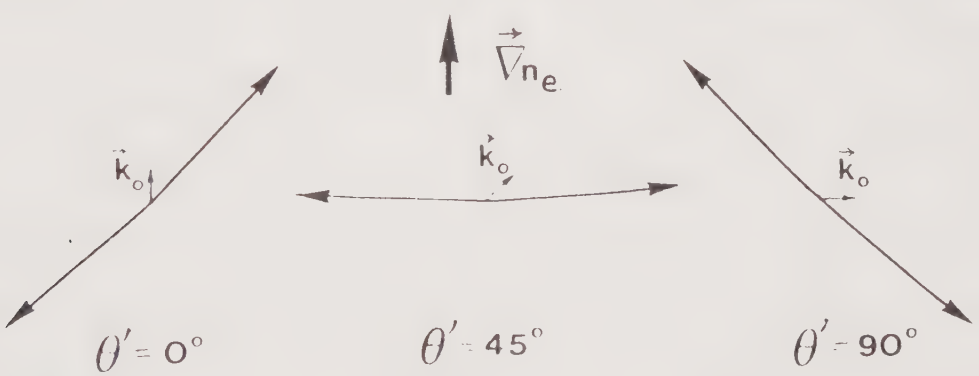
Ainsi, la configuration privilégiée, formée de deux ondes de plasma de vecteurs d'onde opposés et orientés à 45°

par rapport à $\vec{k}_0$, n'est à priori pas affectée si le vecteur $\vec{k}_0$ est orienté perpendiculairement à $\vec{\nabla}n_e$.

Lors d'une variation d'incidence de l'onde laser sur la cible, la géométrie de la décomposition la plus instable peut être modifiée; c'est la géométrie de la propagation des plasmons formés et non celle de l'onde laser, qui induit cette modification.

Le niveau du seuil de déclenchement d'une instabilité est déterminé par la convection de l'onde la plus sensible à l'inhomogénéité.

Dans le cas où la géométrie privilégiée pour la composition des vecteurs d'onde par l'instabilité à deux plasmons correspond à deux plasmons de modules k identiques et grands, on peut voir qu'aux incidences où $\vec{k}_0$ est orienté à $n_c/4$ ou parallèlement ou orthogonalement à $\vec{\nabla}n_e$, l'influence de la convection sur la croissance de l'ensemble des deux ondes plasma est maximale pour la paire de plasmons représentée ci-dessous:



La longueur d'inhomogénéité vue par une telle onde est, en effet, en $L/\cos\alpha$, ou α désigne l'angle $(\vec{\nabla}n_e, \vec{k})$. Ceci nous permet d'affirmer que le seuil de déclenchement de l'instabilité absolue varie avec l'incidence de l'onde laser et est vraisemblablement maximal pour les angles $(\vec{k}_0, \vec{\nabla}n_e) = 0°$ et $90°$.

Pour un angle de 45° les deux ondes de plasma ont des vecteurs d'onde orthogonaux à $\vec{\nabla} n_e$ et de ce fait ne sont affectées que par l'inhomogénéité ou plutôt par la longueur finie du plasma suivant l'axe parallèle à la cible. Le seuil de déclenchement correspondant est donc abaissé. Ces résultats fondés sur des arguments pnysiques sont en accord avec l'expression du terme d'homogénéité calculé par J.J. Schuss (Phys. Fluids, 20, 1124 (1977)) par un traitement hydrodynamique en polarisation P :

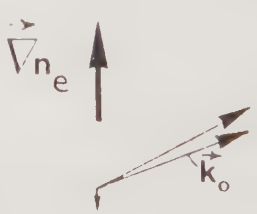
$$(n + \frac{1}{2}) \frac{\omega_{p_n}}{k_y L} \quad (1 - \sin 2\theta')$$

expression valable pour $\theta' \neq 45°$.

Pour une configuration de décomposition différente (modules k peu différents de k_0) (cf.Fig.II-2) c'est l'onde de plasma dont le vecteur d'onde a le plus petit module qui est la plus affectée par l'inhomogénéité. Le champ de cette onde est donc plus amplifié pour une incidence oblique du faisceau laser.

Le seuil de déclenchement de la croissance absolue de cette configuration est donc minimal pour une incidence normale du faisceau laser sur la cible.

Quant à la diffusion Raman à $n_c/4$ pour une incidence oblique, la décomposition épouse la géométrie ci-contre.



Etant au voisinage de sa densité de

coupure, l'onde EM diffusée de pulsation $\omega_0/2$ se propage toujours parallèlement à $\vec{\nabla} n_e$. Son vecteur d'onde a un faible module. Elle est de ce fait assez sensible à l'inhomogénéité. L'onde plasma a son vecteur pratiquement parallèle à $\vec{k}_0$ et est, pour une forte incidence, moins affectée par la convection que l'onde transverse; c'est donc cette dernière qui détermine le seuil de déclenchement de l'instabilité dans son mode absolu. Le niveau de ce seuil varie donc peu; il est minimal pour 90°.

4) Application numérique

On donne, dans cette partie, à titre indicatif, les valeurs numériques des seuils "inhomogènes" et des taux de croissance maximale correspondant aux conditions expérimentales pouvant être réalisées avec les deux lasers de puissance existant à l'Ecole Polytechnique et définis dans le chapitre V. L'onde laser est supposee en incidence normale sur la cible.

. Laser à CO_2 $\lambda_0 = 10{,}6\mu m$ $KT_e = 0{,}2$ keV $L = 100\mu m$

2 plasmons	rétrodiffusion Raman
$I_D \simeq 1.10^{12}$ W/cm^2	$I_D \simeq 4.10^{13}$ W/cm^2

. Laser à Néodyme $\lambda_0 = 1{,}06\mu m$ $KT_e = 1$ keV (valeur obtenue pour un éclairement d'environ 2.10^{14} W/cm^2).

La longueur caractéristique du gradient de densité est pris égal à $c_s\tau$, c_s étant la vitesse acoustique ionique et τ la durée à mi-hauteur de l'impulsion sortant du laser (dans le cas d'une expansion supposée plane et donc d'un diamètre focal supérieur à $c_s\tau$). Dans l'expression de $c_s = \sqrt{ZKT_e/AM}$ pour des ions de charge Zeet de masse AM (M:masse de proton), on a pris Z/A=1/2.

	deux plasmons seuil	rétrodiffusion Raman - seuil
$\lambda_0 = 1{,}06\,\mu m$		
$\tau = 100ps \rightarrow L \simeq 20\,\mu m$	$3.10^{13} W/cm^2$	$2.10^{15} W/cm^2$
$\tau = 200ps \rightarrow L \simeq 40\,\mu m$	$2.10^{14} W/cm^2$	$7.10^{14} W/cm^2$
$\tau = 1ns \rightarrow L \simeq 200\,\mu m$	$3.10^{13} W/cm^2$	$8.10^{13} W/cm^2$
$\tau = 2ns \rightarrow L \simeq 400\,\mu m$	$2.10^{13} W/cm^2$	$3.10^{13} W/cm^2$
$\lambda_0 = 0{,}53\,\mu m$ (doublage en fréquence)		
$\tau = 100ps \rightarrow L \simeq 20\,\mu m$	$6.10^{14} W/cm^2$	$3.10^{15} W/cm^2$
$\tau = 200ps \rightarrow L \simeq 40\,\mu m$	$3.10^{14} W/cm^2$	$1.10^{15} W/cm^2$
$\tau = 1ns \rightarrow L \simeq 200\,\mu m$	$6.10^{13} W/cm^2$	$1.10^{14} W/cm^2$
$\tau = 2ns \rightarrow L \simeq 400\,\mu m$	$3.10^{13} W/cm^2$	$5.10^{13} W/cm^2$
$\lambda_0 = 0{,}27\,\mu m$ (quadruplage en fréquence)		
$\tau = 100ps \rightarrow L \simeq 20\,\mu m$	$1.10^{15} W/cm^2$	$4.10^{15} W/cm^2$
$\tau = 200ps \rightarrow L \simeq 40\,\mu m$	$6.10^{14} W/cm^2$	$2.10^{15} W/cm^2$

Le taux de croissance homogène maximal s'écrit :

$$\gamma(s^{-1}) = \frac{k_0 v_0}{2} = 3{,}5.10^5 \sqrt{I_0} \quad | \quad \gamma(s^{-1}) = \frac{k_0 v_0}{4} = 2.10^5 \sqrt{I_0}$$

avec I_0 en W/cm^2.

C. GENERATION D'UNE ONDE EM DE PULSATION 3/2 ω_0

Une onde plasma de pulsation $\omega_0/2$, générée par les deux instabilités considérées à $n_c/4$, peut diffuser l'onde EM de pompe de pulsation ω_0 pour produire une deuxième onde EM de pulsation :

$$\omega_0 + \omega_p = \frac{3}{2}\,\omega_0 .$$

Il s'agit d'une reconversion Raman.

Les relations de dispersion du mode EM donnent :

pour l'onde incidente :

$$k_0^2 = \frac{(2\omega_{p_0})^2 - \omega_{p_0}^2}{c^2} \qquad \text{soit} \quad k_0 = \sqrt{3}\,\frac{\omega_p}{c}$$

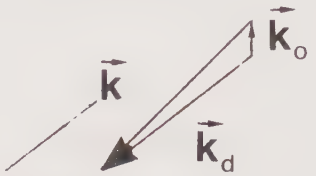
pour l'onde diffusée :

$$k_d^2 = \frac{(3\omega_{p_0})^2 - \omega_{p_0}^2}{c^2} \qquad \text{soit} \qquad k_d = \sqrt{8}\,\frac{\omega_{p_0}}{c}\,.$$

La condition d'accord $\vec{k}_d = \vec{k}_0 + \vec{k}$ nécessite dans le cas de l'instabilité à deux plasmons, pour le plasmon arrière le plus instable (dans le cas où la configuration ci-contre est privilégiée),

$$k_d^2 = k_0^2 + k^2 - \sqrt{2}\,k_0 k$$

soit $k = 3{,}8\,\frac{\omega_{p_0}}{c} \simeq 2\,k_0$



(plasmon arrière)

Le plasmon avant de l'instabilité à deux plasmons, de même que le plasmon formé par la rétrodiffusion Raman, forment une onde EM diffusée vers l'avant, c'est-à-dire vers l'intérieur du plasma. Cette onde ne peut être détectée qu'après réflexion sur sa couche critique, soit à $\frac{9}{4}\,n_c$, et peut donc être fortement absorbée.

Le seuil de l'émission de cette onde à "$\frac{3}{2}\,\omega_0$" est le même que celui de l'instabilité à deux plasmons. L'amplitude du champ E_d de cette onde est liée à celle de l'onde de plasma; son expression calculée par Rosenbluth et Liu |4| s'écrit

$$\boxed{\frac{E_d^2}{E_0^2} = \frac{\sqrt{3}}{4}\,\frac{L\omega_{p_0}}{c}\,\left(\frac{v_T}{c}\right)^2\left(\frac{\delta n}{n_0}\right)^2} \qquad (2.60)$$

avec : $\delta n = \frac{\varepsilon_0}{e}\,k_p E_p$ (d'après l'équation de Poisson).

On obtient une valeur faible $E_d^2/E_o^2 = 5.10^{-5}$ pour L=100µm, KT_e=0,2 keV et $\delta n/n_0 \simeq 0{,}1$. La détection de cette émission à 3/2 ω_0 permet de noter la présence de l'instabilité à deux plasmons et de la rétrodiffusion Raman absolue dans un plasma.

Avec $\vec{k}_0$ en incidence oblique, on peut arriver à détecter cette onde EM diffusée par le plasmon avant le plus instable pour des angles d'incidence supérieurs à 45°.

Dans le cas où la température du milieu et l'éclairement incident sont tels que l'approximation $k_x^2 >> k_0^2$ ne peut plus être faite et que, par suite, les modes les plus instables de l'instabilité à deux plasmons peuvent avoir un vecteur d'onde de module voisin de k_0 ou inférieur à k_0 , le rayonnement de pulsation $\frac{3}{2}\omega_0$ détecté résultera principalement d'une combinaison entre un photon (ω_0) réfléchi à la densité critique et d'un plasmon produit par l'onde incidente ou par l'onde réfléchie.

D. PROCESSUS D'AMORTISSEMENT

Les résultats précédents ont été obtenus en négligeant tout amortissement. Il existe, en fait, au sein d'un plasma, deux processus conduisant à un affaiblissement des ondes :

- un mécanisme collisionnel, dû aux collisions biparticulaires électron-ion.
- un mécanisme non collisionnel : l'effet Landau.

1. Mécanisme collisionnel

L'effet des collisions est de transférer de la quantité de mouvement du mouvement organisé des électrons dans l'onde vers les ions; d'après (2.6), le coefficient d'amortissement de l'onde plasma électronique s'écrit : $\gamma = \frac{\nu}{2}$, avec ν la fréquence de collisions d'échange de quantité de mouvement; celui de l'onde EM (effet Raman) donne $\gamma = \frac{\nu}{8}$ à $n_c/4$. Celle-ci est calculée à partir de l'équation de Fokker-

Planck, selon le calcul de Spitzer |9|.Elle s'écrit, pour une température électronique T_e très supérieure à la température ionique et pour des ions de charge Ze :

$$\nu_{ei}=4\pi\frac{Z^2e^4\,n_i}{(4\pi\varepsilon_0)^2m^2\left(\frac{3KT_e}{m}\right)^{3/2}}\ln\Lambda \qquad (2.61)$$

avec $\Lambda=\frac{\lambda_D}{p_0}$ λ_D : longueur de Debye électronique $=\frac{v_T}{\omega_p}$

p_0 : paramètre d'impact moyen $=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{m3v_T^2}$

n_i : densité ionique; l'hypothèse de quasi-neutralité donne $n_e \simeq Zn_i$.

A forte température ($Te>4.10^5 K \equiv KT_e=3,5$ eV), la nécessité de tenir compte des effets de diffraction des électrons sur les ions amène une correction du logarithme coulombien Λ ; il devient, en prenant pour p_0, la longueur d'onde associée au mouvement de l'électron |10|

$$\Lambda=\frac{\lambda_D}{\hbar/mv_T}$$

En unités pratiques, ν_{ei} a pour expression :

$$\nu_{ei}=6,67.10^{-11}\frac{Z\,n_e}{(KT_e)^{3/2}}\ln\Lambda \qquad (2.62)$$

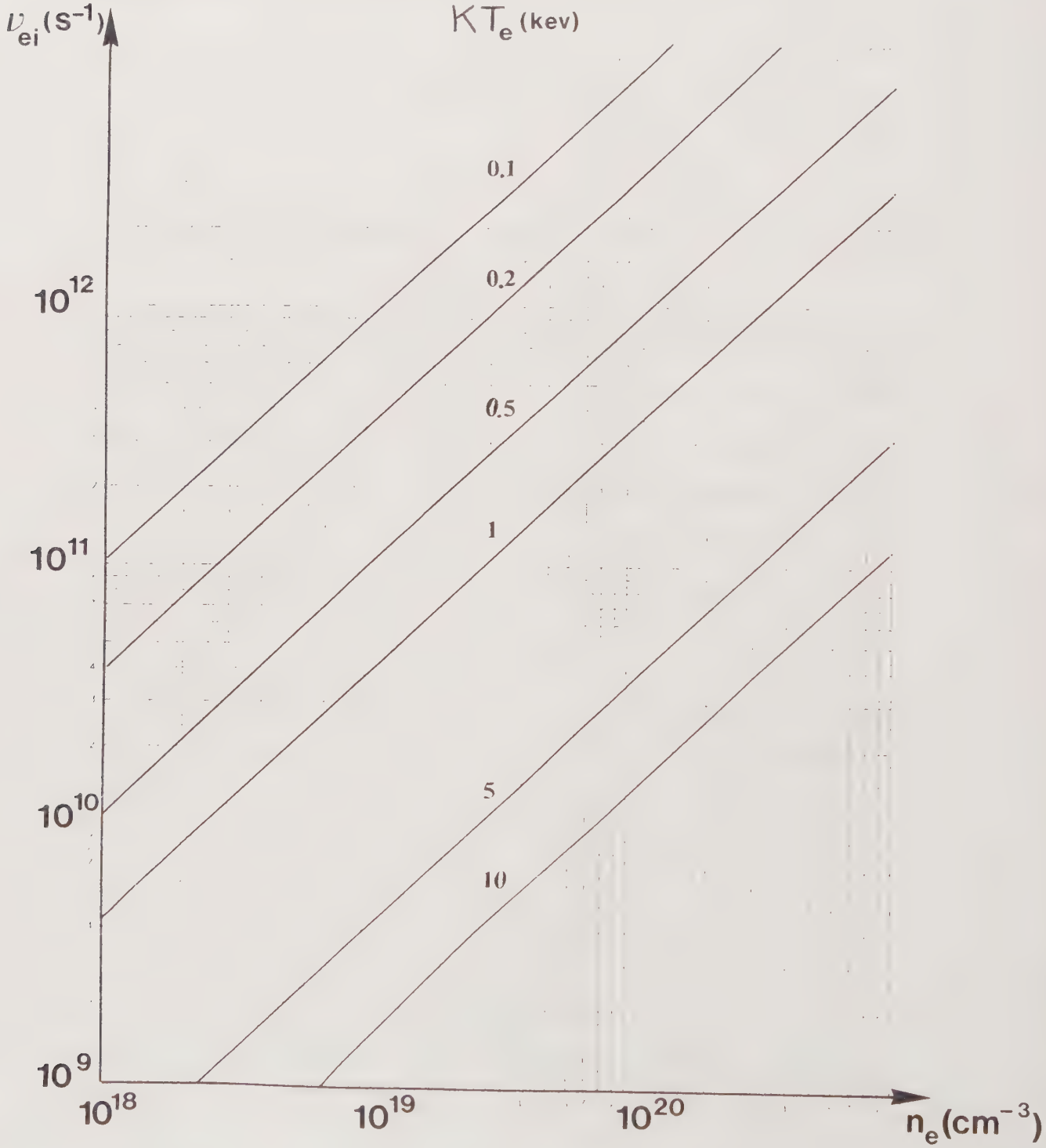
avec : $\Lambda=2,38.10^{13}\frac{KT_e}{n_e^{1/2}}$

en donnant n_e en cm^{-3}, KT_e en keV et ν_{ei} en s^{-1}.

La figure (II-3) représente ν_{ei} en fonction de la

densité électronique pour diverses températures et pour une cible en Terphane ($C_{10}H_8O_4$); le "Z" intervenant dans les expressions précédentes est, en fait, à remplacer pour un corps à plusieurs espèces ioniques par le paramètre moyen $\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle Z \rangle}$. Dans notre exemple, on prend Z = 6,23.

Figure II-3: Fréquence de collision ν_{ei} d'échange de quantité de mouvement en fonction de la densité électronique n_e.



Ce coefficient ν_{ei} permet de déterminer le seuil "homogène" des instabilités que l'on étudie ici. Le seuil de l'instabilité à deux plasmons est donné par la relation : taux de croissance = facteur d'amortissement d'une onde plasma, soit : $\frac{k_0 v_0}{2} = \frac{\nu_{ei}}{2}$.

En unités pratiques, ce seuil de déclenchement est donné par :

$$I_{D\ (W/cm^2)} = 4{,}5.10^{-33} \frac{Z^2 n_e^2}{(KT_e)^3} \ln^2 \left(2{,}38.10^{13} \frac{(KT_e)}{n_e^{1/2}}\right) \quad (2.63)$$

avec n_e en cm^{-3} et KT_e en keV.

Le seuil de la rétrodiffusion Raman est donné par les facteurs d'amortissement des deux ondes créées, soit :

$k_0 v_0/4 = \sqrt{\nu_{plasma}\ \nu_{EM}} = \nu_{ei}/2$ pour $n_e = n_c/4$, puisque $\omega_{EM} \simeq \omega_p$,

soit : $I_D(\text{Raman}) = 2x\ I_D(2\text{plasmons})$ à $n_c/4$.

Le seuil homogène de la diffusion Raman pour $n_e < n_c/4$ est minimum pour la rétrodiffusion; il est donné par

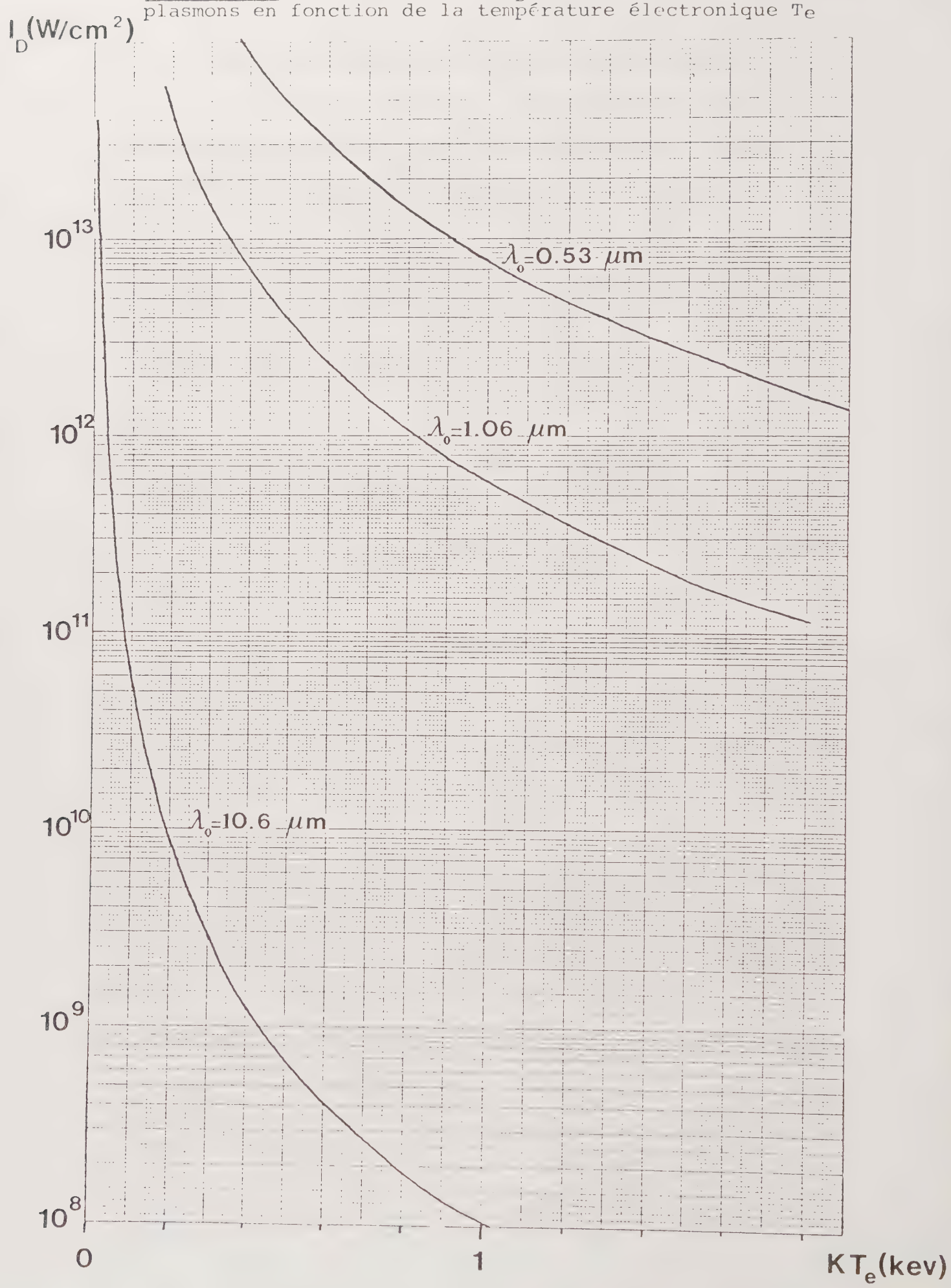
$$\gamma = \frac{v_0}{c}\ \omega_0 \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 - \omega_p}\right)^{1/2} = \frac{\nu_{ei}}{2}\ \frac{\omega_p}{\omega_0 - \omega_p}$$

soit numériquement pour $\omega_p << \omega_0$:

$$I_{D(W/cm^2)} = 2.10^{-32} \frac{Z^2 n_e^2}{(KT_e)^3} \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2} \ln^2 \left(2{,}38.10^{13} \frac{KT_e}{n_e^{1/2}}\right). \quad (2.64)$$

Exemple : Dans la figure (II-4), le seuil "deux plasmons" est représenté en fonction de la température électronique pour une cible en Terphane et pour diverses longueurs d'onde incidente, soit 10,6µm, 1,06µm et 0,53µm.

Figure II-4 : Seuil homogène I_D de l'instabilité à deux plasmons en fonction de la température électronique T_e



2. Effet Landau linéaire

Il s'agit d'une interaction linéaire onde-particule, faisant intervenir des particules de vitesse voisine de la vitesse de phase v_ϕ de l'onde étudiée. Le traitement est cinétique et conduit, pour une distribution de vitesses $f_e(v)$, au coefficient d'amortissement suivant :

$$\gamma_L = \frac{\pi}{2}\,\omega\,\frac{\partial f_e(v)}{\partial v}\bigg|_{v=\frac{\omega}{k}=v_\phi}\cdot\left(\frac{\omega}{k}\right)^2$$

où seuls les électrons sont envisagés;
soit, pour une distribution maxwellienne centrée en v = 0 de température T_e |11|

$$\gamma_L = \sqrt{\frac{\pi}{8}}\,\frac{\omega}{(k\lambda_D)^3}\,e^{-\left(\frac{1}{2k^2\lambda_D^2}+\frac{3}{2}\right)} \quad \text{pour } k\lambda_D \leq 0{,}2 \qquad (2.65)$$

$$\text{avec } \lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 KT_e}{n_e e^2}\right)^{1/2}$$

Les variations de γ_L sont représentées figure (II-5).

Une onde transverse, dont la vitesse de phase est toujours supérieure à c, ne peut connaitre l'effet Landau; on a : $v_\phi = c/\sqrt{1-\frac{\omega_{p_o}^2}{\omega^2}}$.

Une onde de plasma peut, au contraire, connaitre une interaction Landau importante; en effet : $\frac{\omega_p}{k} = \sqrt{3}\,v_T/\sqrt{1-\frac{\omega_{p_o}^2}{\omega_p^2}}$

Physiquement, cet amortissement est dû au fait qu'il y a plus de particules de vitesse légèrement inférieure à v_ϕ que de particules de vitesse légèrement supérieure; l'onde fournit donc plus d'énergie que celle-ci n'en gagne des particules plus rapides qu'elle : il y a, au total, chauffage des électrons.

Pour qu'il y ait véritablement amortissement d'une

onde plasma durant la durée τ d'une interaction (généralement 1 ns avec un laser à CO_2), il faut : $\gamma_L \simeq \tau^{-1}$ soit à $n_c/4$, avec $\lambda_0 = 10{,}6$ µm et $\tau = 1$ ns

$$k\lambda_D \gtrsim 0{,}18$$

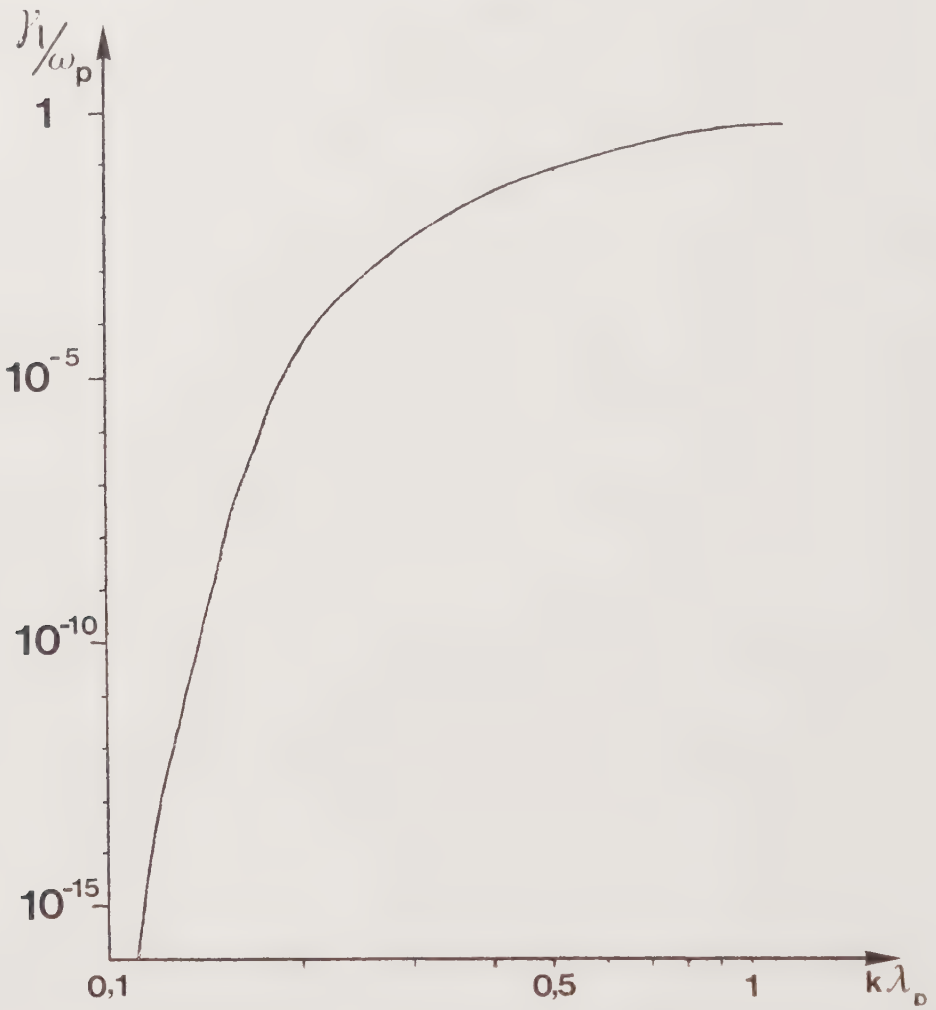


Figure II-5 : Effet Landau linéaire. Pour $k\lambda_D \geq 0{,}2$ intégration numérique |12|

Pour une température donnée, seules les ondes plasma de petite longueur d'onde transfèreront de l'énergie de manière importante aux électrons. Une onde plasma, créée à $n_c/4$, va descendre le gradient de densité et va voir son vecteur d'onde croître, donc, sa vitesse de phase diminuer puisque :

$$\omega_p^2 = \omega_{p_0}^2 + 3k^2 v_T^2$$

La pente $\partial f_e/\partial v$ en $v = \frac{\omega_p}{k} = v_\phi$ ne fera qu'augmenter au cours de cette descente du profil de densité. Le produit $k\lambda_D = 0{,}18$ correspondant à une densité égale à $0{,}93\ n_c/4$, l'onde sera absorbée au voisinage de sa coupure.

E. APPLICATION

On a tracé (figure II-6) diverses courbes donnant l'influence des divers termes entrant dans le taux de croissance des ondes plasmas créées par l'instabilité à deux plasmons dans le cas absolu, les effets d'amortissement étant pris en compte.

Ces courbes correspondent aux paramètres suivants (ordres de grandeurs réalisables avec le laser CO_2 utilisé dans nos expériences)

- température $KT_e = 0{,}2$keV
- longueur caractéristique du gradient de densité: L=100µm
- longueur d'onde incidente : 10,6µm
- éclairement du faisceau laser : $I_0 = 5.10^{12}$ W/cm^2

on en tire la valeur maximale de k_y pour qu'il y ait instabilité absolue :

$$k_{ymax} = \frac{\omega_{p_0} v_0}{3v_T^2} = 2{,}8.10^6$$

sachant que $k_0 = \sqrt{3}\,\frac{\omega_{p_0}}{c}$, on obtient $k_{ymax} = 5{,}5\ k_0$.

La courbe 1 représente le taux maximal de croissance, soit : $\gamma = \frac{k_0 v_0}{2}$.

Un tel facteur correspond à un plasma froid et homogène.

En présence d'inhomogénéité, on obtient la valeur

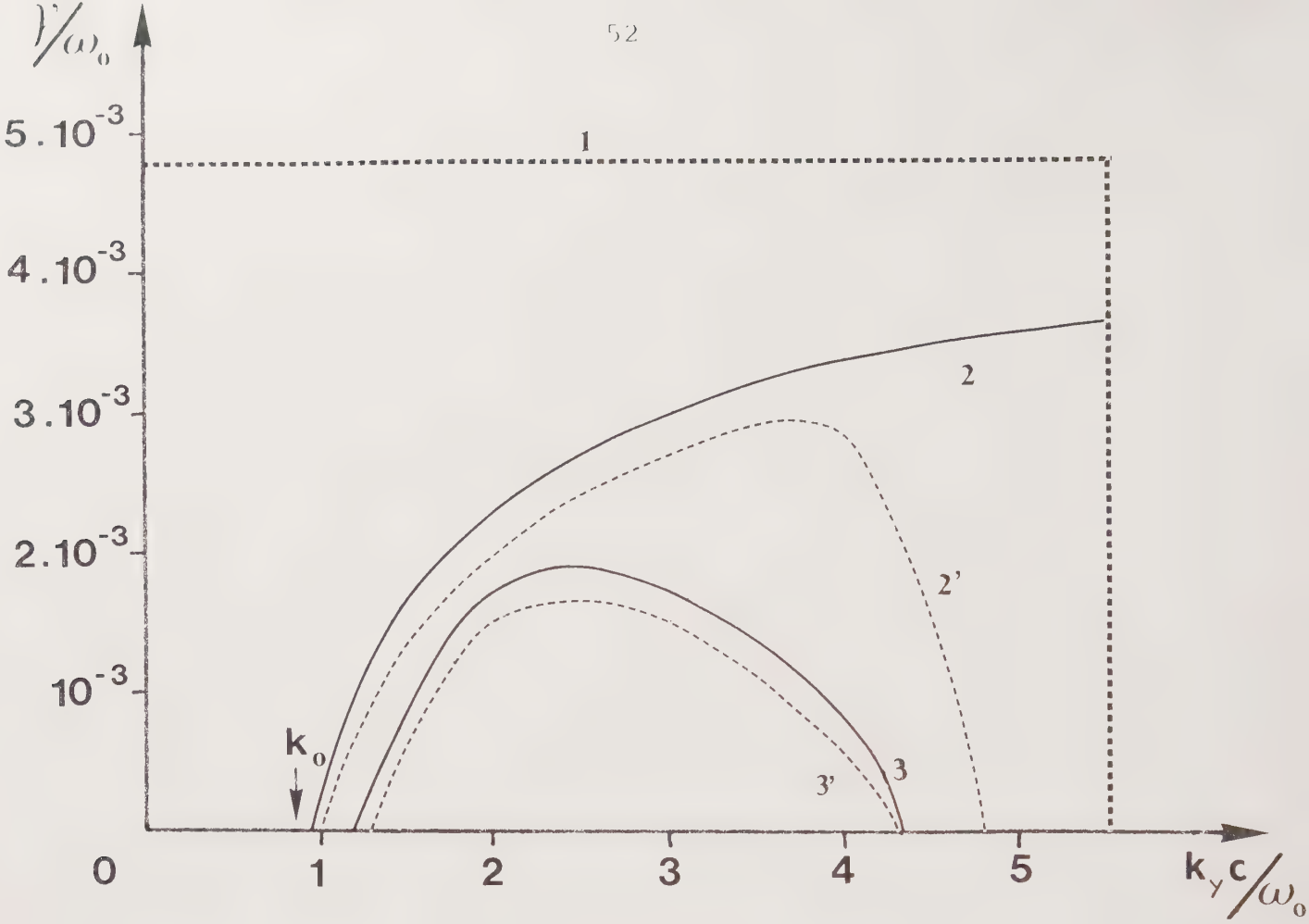


Figure II-6 : Spectre d'ondes de plasma excitées par l'instabilité à deux plasmons à 45° par rapport à $\vec{k}_0$ pour λ_0=10,6µm

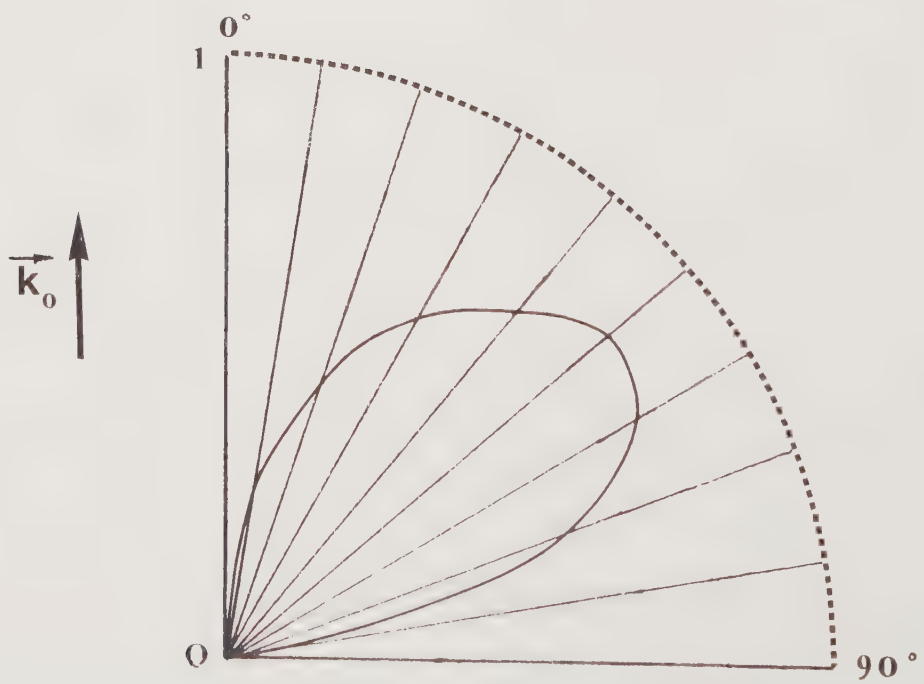


Figure II-7 : Tracé polaire pour k = 4,2 k_0 donnant γ normalisé à $k_0 v_0/4$, le plasma étant supposé homogène.

minimale de k_y assurant le déclenchement de l'instabilité. A partir de la formule $\gamma = k_0 v_0/2 - \omega_{p_0} 2k_y L$ (courbe 2) où la température n'est pas considérée, on obtient $k_{ymin} = 1,1\ k_0$. A partir de la formule exacte :

$$\gamma = \left[\left(\frac{k_0 v_0}{2}\right)^2 - \left(\frac{3}{2}\,\frac{k_y k_0 v_T^2}{\omega_{p_0}}\right)^2\right]^{1/2} - \frac{\omega_{p_0}}{2k_y L}$$ (courbe 3), on obtient :

$$k_{ymin} = 1,3\ k_0.$$

On peut noter que la théorie précédente est applicable ici puisque l'hypothèse $k_x^2 >> k_0^2$ est vérifiée; on a, en effet : $k_{xmin}^2 = k_{ymin}^2 \simeq 1,7 k_0^2$.

Si l'on introduit l'effet Landau et l'amortissement collisionnel, on obtient les courbes 2' et 3'; on constate une chute rapide du taux de croissance de l'instabilité lorsque k_y augmente, à partir de $k_y = 4,5\ k_0$. On remarque qu'il y a excitation d'un spectre de vecteur d'onde depuis $k_y = 1,3 k_0$ à $k_y = 4,3 k_0$. La figure (II-7) donne le diagramme polaire du taux de croissance pour k donné, l'inhomogénéité étant ignorée.

Sur la courbe (II-8) est tracé le taux de croissance obtenu à partir de la formule complète, les amortissements étant pris en compte pour les paramètres suivants :

longueur d'onde incidente :	$=1,06\mu m$				
température : KT_e = 1keV					
	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)
longueurs caractéristiques :	$L=20\mu m$,	$25\mu m$,	$50\mu m$,	$100\mu m$,	$200\mu m$
éclairements incidents :	10^{16} W/cm^2		10^{15} W/cm^2		

$\nu_{ei}/2$ ne vaut que $2.10^{-4} \times \omega_0$; Quant à l'amortissement Landau, on a seulement $\gamma_L/\omega_0 = 10^{-23}$ pour $k_y \frac{c}{\omega_0} = 1,5$ et $\gamma_L/\omega_0 = 5.10^{-3}$ pour $k_y \frac{c}{\omega_0} = 2,4$. On constate que le spectre de vecteurs

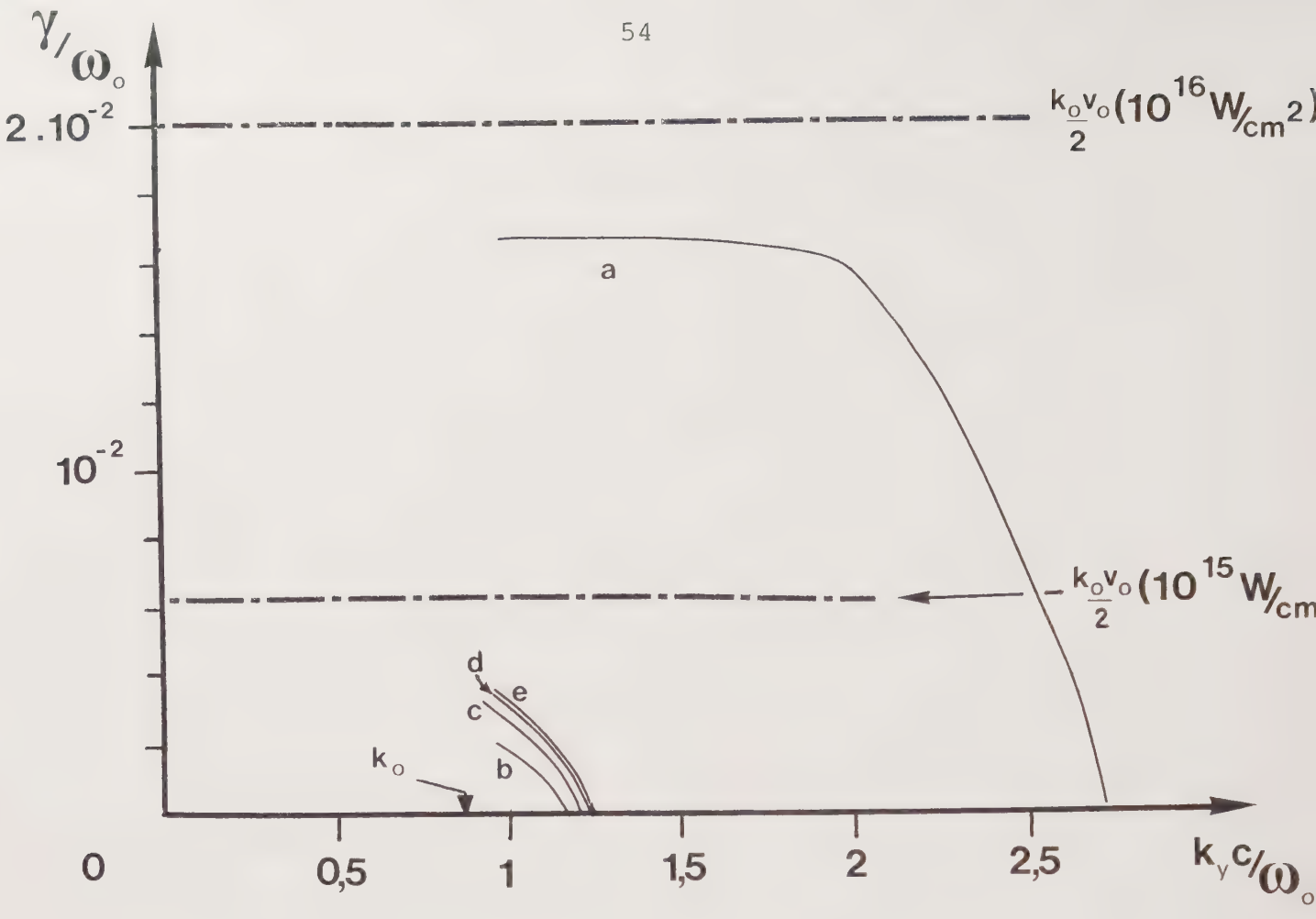


Figure II-8 : Spectre d'ondes plasma excitées par l'instabilité à deux plasmons à 45° par rapport à $\vec{k}_0$ pour λ_0=1,06µm

d'onde excités est plus étroit que dans le cas précédent. On remarque aussi que ce spectre chevauche k_0; il n'est alors plus possible d'utiliser la théorie précédente fondée sur l'approximation $k_x^2 >> k_0^2$; elle donne, cependant, un ordre de grandeur de γ; dans ce cas, les plasmons formés ont un vecteur d'onde de module voisin de k_0 et même inférieur à k_0.

Nous n'avons pas tracé la courbe γ/ω_0 en fonction de k correspondant à l'interaction décrite dans la partie expérimentale pour laquelle on a λ_0= 0,53 µm, un éclairement I_0= 2.10^{14} W/cm², une température KT_e= 0,5 keV et une longueur L=30µm. La théorie précédemment exposée (où $k_x^2 >> k_0^2$) n'est pas adaptée pour donner le spectre des ondes plasma créées. Les ondes plasma générées par l'instabilité ont, dans ce cas,

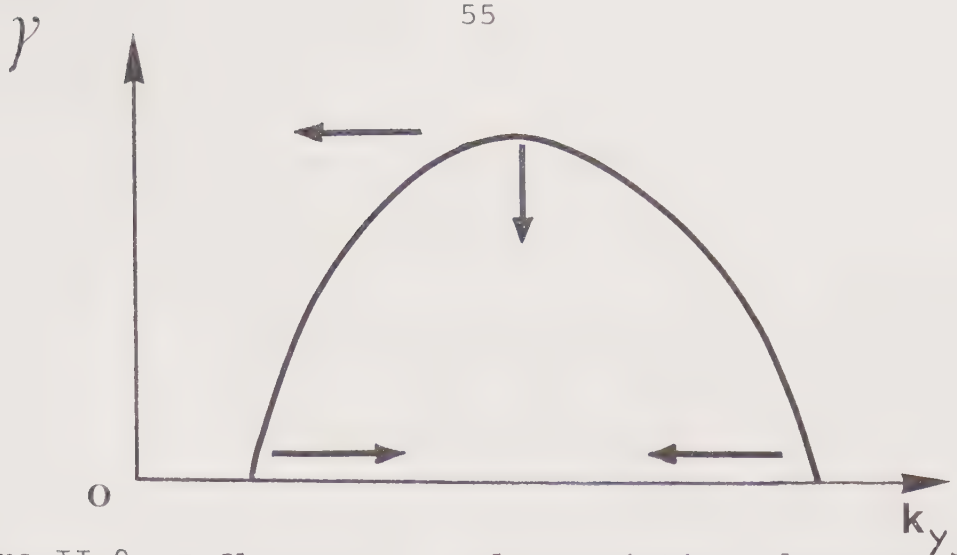


Figure II-9 : Influence sur γ des variations des paramètres. Le sens des flèches correspond à T_e croissant, L décroissant et $I_0\lambda_0^2$ décroissant.

des vecteurs d'onde de module inférieur à k_0. Il faut noter que le seuil de l'instabilité est situé à un niveau d'éclairement juste inférieur à 2.10^{14} W/cm² (seuil homogène semblable).

Plus généralement, les variations des paramètres tels que la longueur d'onde incidente, la température électronique et la longueur de gradient induisent des variations dans l'étendue du spectre des ondes plasma créées par cette instabilité et dans le taux de croissance maximal, comme l'indique la figure (II-9).

Quant à la rétrodiffusion Raman absolue, celle-ci n'est pas déclenchée dans la première interaction utilisant le laser CO_2; elle est déclenchée dans les interactions données par la figure (II-8 (d) et (e)) ; son taux de croissance est alors ;

$$\gamma = \frac{k_0 v_0}{4} (1-0,3) \simeq 2.10^{-3} \omega_0 \text{ pour } L=100\mu m.$$

Cette diffusion, au contraire de l'instabilité à deux plasmons, ne forme une onde plasma que d'un seul vecteur d'onde de module

$$k = k_0 \frac{3v_T^2}{c^2} .$$

CHAPITRE III

SATURATION DES INSTABILITES - PHENOMENES NON LINEAIRES

Au vu des taux de croissance précédemment calculés dans les conditions expérimentales qui ont été les nôtres, une instabilité peut se développer de façon gigantesque pendant la durée de l'impulsion laser; à tel point que la théorie linéaire tombera en défaut; les champs électriques associés aux ondes de décomposition ne peuvent plus être considérés comme de simples perturbations. Ces champs réagissent sur la pompe qui les crée et sur le plasma qui les supporte; la réponse non linéaire du milieu qui en résulte a pour conséquence de réduire les taux de croissance des instabilités. On dit que les instabilités se saturent.

De nombreux mécanismes de saturation peuvent être envisagés, dans le cas des instabilités étudiées ici : ils concernent l'onde plasma générée. Dans l'étude qui suivra, nous supposerons l'existence d'une seule onde plasma. C'est une onde fille créée par l'onde laser au moyen d'une instabilité que nous considèrerons comme onde de pompe. Nous commencerons par un phénomène non linéaire intervenant dans un plasma non dissipatif et non dispersif : le déferlement. Nous poursuivrons avec l'évolution d'une seule onde de plasma de grande amplitude dans un plasma dispersif réagissant à la force pondéromotrice importante due à l'onde. Nous verrons, ensuite, une

interaction non linéaire onde-particule : le piégeage. Enfin, on s'intéressera à un phénomène de saturation lié à l'amortissement de l'onde de pompe, dans le cas où celle-ci ne peut être considérée comme un réservoir infini d'énergie vis-à-vis de la décomposition.

Tous les exemples numériques concerneront trois expériences d'interaction typiques de celles pouvant être réalisées avec les deux lasers de puissance décrits au chapitre V, et correspondant à un rayonnement laser incident de longueur d'onde 10,6µm, 1,06µm et 0,53µm, pour des éclairements respectifs de 5.10^{12} W/cm^2, 10^{15} W/cm^2 et 2.10^{14} W/cm^2. La longueur caractéristique du gradient de densité sera prise égale à 100µm dans les premiers cas, 30µm dans le troisième. Les températures électroniques seront respectivement 0,2 keV, 1 keV et 0,5 keV. Les taux de croissance utilisés viendront des résultats du chapitre précédent (figure II-6,8); les paramètres correspondant à λ_0 =10,6µm, λ_0=0,53µm approchent ceux obtenus expérimentalement (cf. chapitre VI).

Seules l'instabilité à deux plasmons et la rétrodiffusion Raman dans leurs modes absolus seront considérés ici, et plus particulièrement la première instabilité qui est la seule déclenchée dans la première et la troisième interaction. Le taux de croissance pour cette dernière a été fixé à:0,1 $\frac{k_0 v_0}{2}$.

A. DEFERLEMENT D'ONDE

Dans le cas d'un plasma que nous idéaliserons tout d'abord, en le rendant non dissipatif et non dispersif (plasma froid), mais cependant inhomogène, une onde électrostatique résonnante peut être saturée.

En effet, dans un plasma froid excité par une onde électrostatique, les électrons oscillent autour de leur position d'équilibre. Au point du plasma où la densité électonique a une pulsation de plasma égale à la pulsation de l'onde de pompe, les électrons vont entrer en résonance. Les oscillations de ceux-ci vont voir leur amplitude croître dans le temps. En raison de l'inhomogénéité du plasma, il peut arriver que certaines orbites électroniques dont les points d'équilibre sont différents, se croisent, provoquant ainsi une augmentation locale très importante de densité. On dit que l'onde déferle. Des électrons énergiques peuvent alors être produits lorsque leur vitesse d'oscillation est égale à la vitesse de phase du champ de séparation de charges.

Supposons qu'une onde électrostatique, homogène, d'amplitude croissante avec un taux temporel γ soit excitée dans un plasma inhomogène caractérisé par un gradient de densité de longueur L. Son champ électrique s'écrit :

$$E_{p_0} e^{\gamma t} \cos \omega t \quad \text{on supposera } \gamma << \omega.$$

Dans une instabilité réelle, la pompe n'est, en fait, pas du tout homogène; son extension est finie et limitée à la zone de résonance. Le calcul qui suit n'est donc valable qu'à l'intérieur de cette zone, dont la dimension peut être estimée à : $\frac{\gamma}{\omega} L$.

Le comportement d'un électron, dont la position initiale est x_0 et dont la vitesse initiale est nulle (plasma froid) est donné par l'équation suivante :

$$\ddot{\delta}+\omega_p^2(x_0)\delta = \frac{eE_{p_0}}{m} e^{\gamma t}\cos\omega t = \frac{eE_{p_0}}{2m}(e^{\gamma t+i\omega t} + e^{\gamma t}e^{-i\omega t}) \qquad (3.1)$$

ou δ caractérise le déplacement de l'électron.

On a : $\omega_p^2(x_0)=\omega^2(1+\frac{x_0}{L})$

La solution en est :

$$\delta=\frac{eE_{p_0}}{2m}\frac{1}{\omega_p^2-\omega^2+2i\gamma\omega}e^{\gamma t+i\omega t}+c.c. \qquad (3.2)$$

Ce résultat n'est évidemment valable que si $|\delta|<<L;\omega_p$ peut être alors prise égale à $\omega_p(x_0)$ au cours du mouvement électronique.

Si on utilise des coordonnées Lagrangiennes: $x(x_0,t)=x_0+\delta(x_0,t)$, alors, on peut écrire |13| :

$$\left|\begin{array}{ll} E(x,t)=\frac{1}{\varepsilon_0} e\, n_0(x_0)\delta(x_0,t) & \\ v_e(x,t)=\frac{\partial\delta(x_0,t)}{\partial t} & (3.3) \\ n_e(x,t)=n_e(x_0)(\frac{\partial x}{\partial x_0})^{-1} & \text{conservation de la masse électronique} \end{array}\right.$$

La densité électronique devient infinie lorsque $\frac{\partial x}{\partial x_0}=0$ soit $\frac{\partial\delta}{\partial x_0}=-1$. Or :

$$\left|\frac{\partial\delta}{\partial x_0}\right| = \left|\frac{\partial\delta}{\partial\omega_p^2}\frac{\partial\omega_p^2}{\partial x_0}\right| = \frac{eE_{p_0}}{m}\left|\frac{e^{\gamma t}}{(\omega_p^2-\omega^2+2i\gamma\omega)^2}\right|\frac{\omega^2}{L}$$

$$= \frac{eE_{p_0}}{m}\cdot\frac{e^{\gamma t}}{(\omega_p^2-\omega^2)^2+4\gamma^2\omega^2}\cdot\frac{\omega^2}{L} \qquad (3.4)$$

C'est en $x_0=0$ ($\omega_p=\omega$) que le déferlement se produira; il en sera ainsi pour : $\frac{eE_{p_0}}{m}\frac{e^{\gamma t}}{4\gamma^2 L}=1.$

Si on note t_s l'instant de saturation et E_s le champ au moment du déferlement, on a :

$$\boxed{E_s = E_{p_0} e^{\gamma t_s} = \frac{4\gamma^2 m}{e} L} \qquad (3.5)$$

Le champ électrique au point x lors du déferlement vaut alors : $E(x,t_s) = \frac{\omega}{2\gamma} E_s$ (3.6)

La vitesse d'un électron est : $v_{es} = \frac{\partial \delta}{\partial t}$

$$= \frac{eE_s}{2m} \frac{(\omega^2+\gamma^2)^{1/2}}{\omega\gamma} = \frac{eE_s}{2m\gamma}$$

pour $\gamma << \omega$, soit $\boxed{v_{es} = 2\gamma L}$. (3.7)

L'instant de saturation est lié au niveau de bruit thermique initial; t_s sera d'autant plus grand que le plasma sera moins inhomogène

$$t_s = \frac{1}{\gamma} \ln \left(\frac{E_s}{E_{p_0}}\right) = \frac{1}{\gamma} \ln \left(\frac{4\gamma^2 mL}{eE_{p_0}}\right)$$

On peut donner un ordre de grandeur de la vitesse maximale des électrons atteinte au moment du déferlement, et de l'intensité du champ de l'onde plasma.

Si l'on s'intéresse à une onde plasma générée par l'instabilité à deux plasmons, ayant donc un taux de croissance de l'ordre de $k_0 v_0/2$, on obtient, pour les paramètres suivants, avec $\delta n = \frac{\varepsilon_0}{e} k.E_s$:

a) $\lambda_0 = 10,6\mu m$, $I = 5.10^{12} W/cm^2$, $L = 100\mu m$, $KT_e = 0,2keV$, soit $\gamma_{max} = 2,8.10^{11} s^{-1}$ pour $k = 3,7\ k_0$, $E_s/E_0 = 0,05$, $\frac{\delta n}{n_0} = 0,009$, $v_{es} = 6.10^7$ m/s, soit une énergie de 10keV.

b) $\lambda_0 = 1,06\mu m$, $I = 1.10^{15} W/cm^2$, $L = 100\mu m$, $\gamma_{max} \simeq 5.10^{12} s^{-1}$ pour $k = k_0$

$E_s/E_0=0,7$, $\delta n/n_0 =0,02$, $v_{es}=2,5.10^8$ m/s.
Un traitement relativiste est nécessaire. Les électrons auront cependant une énergie cinétique très élevée (200 keV).

c) $\lambda_0=0,53\mu m$, $I=2.10^{14}$ W/cm^2, $L=30\mu m$, $\gamma\simeq 5.10^{11}$ s^{-1}, $E_s/E_0=0,009$, $\delta n/n_0 =10^{-4}$ (avec $k\simeq k_0$) $v_{es}=3.10^7$ m/s soit $E_c=2,5$ keV.

La rétrodiffusion Raman qui conduit à une onde plasma dont le taux de croissance à $n_c/4$ vaut : $\gamma\simeq 0,7\ \frac{k_0 v_0}{4}$ pour $k\simeq k_0$ et pour l'interaction b) nécéssite un traitement relativiste, mais les valeurs obtenues sont comparables aux précédentes.

Le déferlement, en plasma chaud, sera moins important; les électrons les plus rapides le provoqueront, en effet, plus tôt. Le champ obtenu dans l'onde plasma sera légèrement plus faible (rapport 0,6 pour $v_T=2v_D$), comme le souligne Kruer [14] dans des simulations qu'il a réalisées en considérant une pompe d'amplitude constante. Il faut noter, en outre, que dans un plasma chaud, la convection thermique peut jouer un rôle non négligeable, comme on va le voir dans la partie suivante.

B. SATURATION DUE A LA FORCE PONDEROMOTRICE

1) Evolution d'une onde plasma d'amplitude croissante :

Reprenons l'équation de propagation d'une onde ES haute fréquence, de pulsation ω, excitée par un champ de pompe ES E_p (2.13) (Cette pompe correspond au second membre de (2.13), c'est à dire au couplage de l'onde EM laser avec un mode du plasma).

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\nu\right)\vec{E}+\omega_p^2\left(1-\frac{3v_T^2}{\omega_p^2}\vec{\nabla}(\vec{\nabla}.)\right)\vec{E}=\frac{\partial^2\vec{E}_p}{\partial t^2} \qquad (3.8)$$

La présence d'un champ $\vec{E}$ haute fréquence dans un plasma se traduit, entre autres, par l'existence d'une force pondéromotrice dont l'expression est : $\vec{F}=-(e^2 n_e/2m\omega^2)\vec{\nabla}\ <E^2>$, avec

$$\omega^2 = n_0 e^2/m\varepsilon_0 \qquad (3.9)$$

en symbolisant par <>la moyenne sur les hautes fréquences.

L'équation du mouvement basse fréquence des électrons s'écrit :

$$m\ d<\vec{v}>/dt = -e<\vec{E}> - \frac{KT_e}{n_0}\vec{\nabla}\ n_e - \frac{1}{n_0}\frac{\varepsilon_0}{2}\vec{\nabla}\ <E^2> \qquad (3.10)$$

Plaçons nous dans le cas stationnaire où cette force équilibre celle liée au gradient de pression cinétique (l'inertie électronique est donc négligée; les ions sont supposés immobiles)

$$KT_e\ \vec{\nabla} n_e = -\frac{e^2 n_e}{2m\omega^2}\vec{\nabla}\ <E^2>$$

d'où l'on tire : $n_e = n_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{e^2}{m\omega^2}\frac{<E^2>}{KT_e}\right)$ (3.11)

Le plasma est supposé initialement neutre.

Dans le cas d'un champ faible, on peut approcher n_e par le développement suivant :

$$n_e \simeq n_0\left(1-\frac{1}{2}\frac{e^2}{m\omega^2}\frac{<E^2>}{KT_e}\right)=n_0\left(1-\frac{\varepsilon_0<E^2>}{2n_0KT_e}\right) \qquad (3.12)$$

au voisinage de la résonance.

Dans le cas unidimensionnel, on obtient, avec $\lambda_D^2=\frac{v_T^2}{\omega_p^2}$:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\nu\right)E+\omega_p^2\left(1-\frac{1}{2}\varepsilon_0\frac{<E^2>}{n_0KT_e}\right)E-3\lambda_D^2\omega_p^2\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}=\frac{\partial^2}{\partial t^2}E_p \qquad (3.13)$$

x étant la direction de propagation de l'onde.

Pour un plasma inhomogène, on a : $\omega_p^2(x)=\omega^2(1+x/L)$. D'où l'expression générale :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\nu\right)E+\omega^2\left(1+\frac{x}{L}-\frac{\varepsilon_0\langle E^2\rangle}{n_0KT_e}-3\lambda_D^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)E=\frac{\partial^2}{\partial t^2}E_p \qquad (3.14)$$

Dans l'hypothèse où le terme de non linéarité est négligeable et dans le cas d'une pompe d'amplitude constante ($\gamma=0$), on peut trouver une solution stationnaire à partir de l'équation suivante, soluble analytiquement :

$$\frac{d^2E(\xi,t)}{d\xi^2}-\xi E(\xi,t)=E_{p_0}\left(\frac{L^2}{3\lambda_D^2}\right)^{1/3} \qquad (3.15)$$

en posant : $z=\dfrac{x}{(3L\lambda_D^2)^{1/3}}$ $\quad\Gamma=\dfrac{\nu}{\omega}\left(\dfrac{L}{\lambda_D}\right)^{2/3}$ $\quad\xi=z-i\Gamma$.

La solution correspondante s'écrit : |15| :

$$E(x)=\left(\frac{L^2}{3\lambda_D^2}\right)^{1/3}\varepsilon_0\quad Re\left[I(\xi)e^{i\omega t}\right]$$

avec $I(\xi)=\int_0^\infty e^{i(\eta^3/3+\xi\eta)}d\eta=\pi\left[Ai(\xi)+iGi(\xi)\right]$

où Ai et Gi représentent les fonctions d'Airy.

I présente un maximum en $\xi=2,6$, ce qui donne :

$$E_{max}\simeq 1,2\ E_{p_0}\left(\frac{L^2}{3\lambda_D^2}\right)^{1/3}.$$

La forme de l'équation différentielle (3.15) nous indique que le temps d'établissement de la solution stationnaire est de l'ordre de $\frac{1}{\omega}\left(\frac{L}{\lambda_D}\right)^{2/3}$. Si la pompe a une amplitude croissante avec un taux γ,,le résultat stationnaire est encore valable à la condition $\gamma<<\omega\left(\frac{\lambda_D}{L}\right)^{2/3}$. La solution est alors adiabatique. Pratiquement, un plasma de température T_e, de longueur de gradient L, soumis à un éclairement I de longueur d'onde λ_0 satisfera cette condition si : $10^{-8}\left(\frac{\lambda_0L^2}{KT_e}\right)^{1/3}\sqrt{I_0}<<1$ avec λ_0 (μm),

$L(\mu m)$, $KT_e(keV)$ et $I_0(W/cm^2)$, pour les instabilités "deux plasmons" et Raman.

Le module du champ obtenu est représenté pour $\nu=0$ sur la figure (III-1a); on peut noter le déplacement par rapport à $z=0$ du pic de $|E|^2$ vers les basses densités dû à la convection thermique.

Appliquons ceci à une onde fille créée par une instabilité paramétrique.

Dans ce cas, on peut approcher la réalité en considérant une pompe inhomogène dont la croissance est limitée à une zone de résonance de dimension finie. Les courbes obtenues alors sont de forme identique à celles des courbes données plus loin; des ruptures de pente apparaissent dans la décroissance lorsque l'on sort de la zone de résonance.

Une instabilité absolue ne peut pas être saturée par la convection thermique; l'amplitude de la pompe augmente continuellement; le champ E en fait de même; l'étude précédente perd sa validité au moment où le terme de non-linéarité $\varepsilon_0 \langle E^2 \rangle / n_0 KT_e$ devient comparable à 1.

La forme de $|E^2|$ est, en réalité, celle donnée en (III-1b), lorsqu'on prend en compte l'amortissement collisionnel. N'a pas été noté l'effet Landau qui devient très important dès que $k\lambda_D \simeq 0,2$ soit pour $z=0,12\ (L/\lambda_D)^{2/3}$.

Plaçons nous désormais dans le cas où la force pondéromotrice ne peut plus être négligée; si on introduit pour simplifier l'écriture, des variables sans dimensions :

$$\tau = \frac{\omega t}{2}\left(\frac{\lambda_D}{L}\right)^{2/3} \qquad z = \frac{x}{(L\lambda_D^2)^{1/3}} \qquad \Gamma = \frac{\nu}{\omega}\left(\frac{L}{\lambda_D}\right)^{2/3} \qquad A = \frac{E}{E_{p_0}}\left(\frac{\lambda_D}{L}\right)^{2/3}$$

avec $\lambda_D = \sqrt{3}\ v_T/\omega_p$

on obtient l'équation suivante :

$$i\frac{\partial A}{\partial \tau} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - (z - i\Gamma - p|A|^2)A = 1 \qquad (3.16)$$

dans le cas d'une pompe d'amplitude constante. Un paramètre p d'expression : $(\frac{L}{\lambda_D})^2 \frac{\varepsilon_0 |E_{p_0}|^2}{n_0 K T_e}$ introduit la non linéarité.

Des simulations |15,16| ont montré qu'en plasma non collisionnel ($\Gamma=0$), et dans le cas où le champ E est tel que $0,1<p<0,8$, on observe un léger creusement du profil de densité en x=0 et un champ dont l'allure est sensiblement identique à celle du cas précédent, comme le montre la figure (III-2). L'équation (3.16) a, dans ce cas, des solutions stationnaires.

Lorsque le champ est encore plus intense, $p \gtrsim 1$ ($p > 2\Gamma^3$ dans le cas collisionnel) il a été montré qu'il n'existe pas de solutions stationnaires à (3.16). Il se creuse dans le profil de densité un pic, qui n'est pas décalé par rapport à la région de résonance . La convection est réduite par la force pondéromotrice. Il y a piégeage du champ dans cette cavité. Sur la figure (III-3) sont représentées différentes formes du champ au cours du temps, en supposant qu'à $\tau = 0$, la pompe est brusquement établie. On note, sur la figure du profil de densité, que la zone de résonance se trouve alors déplacée vers les $z > 0$. En ce nouveau point, le champ va croitre et créer là aussi une nouvelle cavité. Au bout d'un certain temps, seront observés ainsi deux pics pour le champ et deux cavités. Le pic en z=0 va commencer à descendre le gradient de densité, du fait de la convection thermique et va entraîner avec lui sa cavité de densité associée. Ce processus va se répéter. Il y a émission périodique de perturbations du type soliton qui sont stables.

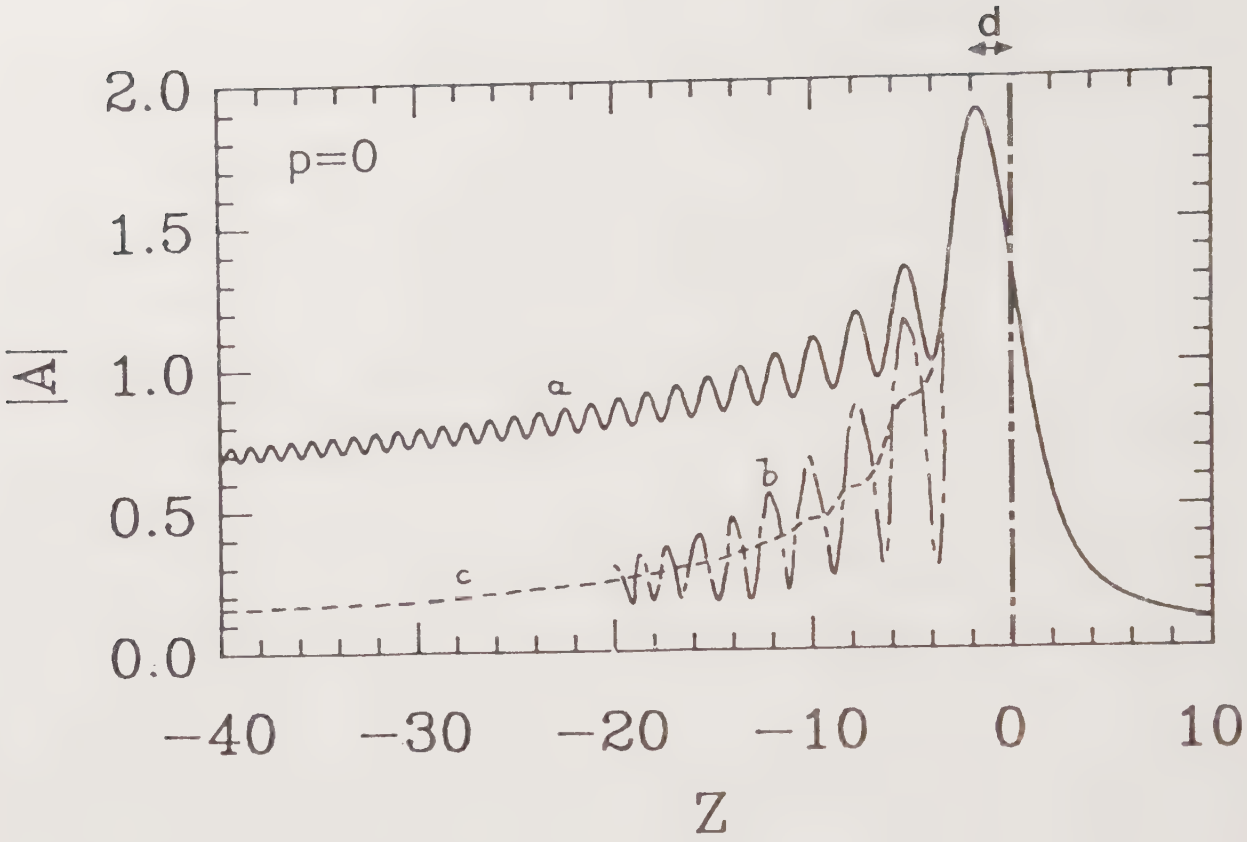


Figure III-1 : $|A|=|\frac{E}{E_{p_0}}(\frac{\lambda_D}{L})^{2/3}|$ en fonction de la distance normalisée $z = x/(L\lambda_D^2)^{1/3}$ à la densité de coupure sans amortissement (a), avec amortissement collisionnel $\Gamma \simeq 1,5$, avec amortissement collisionnel $\Gamma \simeq 0,4$.

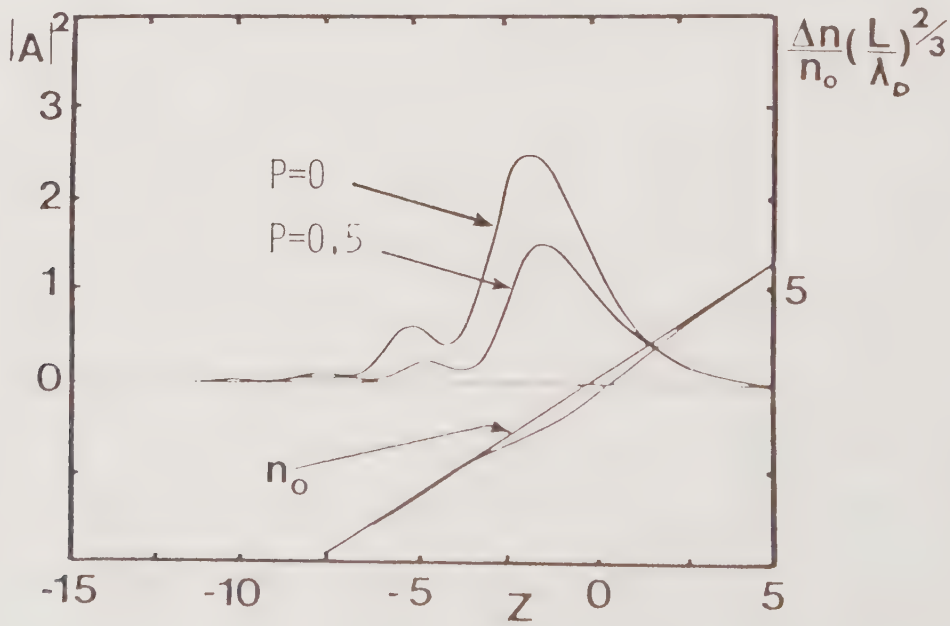


Figure III-2 : Influence de la force pondéromotrice pour $\Gamma=0,2$ au tempo $\tau = 2,75$.

Dans le cas de nos instabilités à deux plasmons ou Raman, on a noté que les valeurs des seuils de déclenchement sont inversement proportionnels à la longueur caractéristique L. On constate qu'au nouveau point de résonance , le profil de densité est plus raide; les seuils des deux instabilités sont donc augmentés; si ce nouveau seuil est supérieur à l'intensité de la pompe (la pompe est ici le rayonnement laser incident), l'instabilité sera bloquée et il faudra attendre que le profil de densité relaxe, ce qui se produit lorsque le caviton descend le profil. La rétrodiffusion Raman se trouvera donc saturée plus tôt que l'autre instabilité en raison de son seuil inhomogène beaucoup plus élevé et se trouvera, de ce fait, dominée à $n_c/4$ par l'instabilité à deux plasmons.

En outre, lorsque la force pondéromotrice devient importante, chassant ainsi les électrons de la zone de résonance , les ions vont intervenir. Dans l'équation qui régit le mouvement basse fréquence des électrons, le champ <E> est alors à considérer; avec la condition de neutralité, la variation de densité qui en résulte est donnée par l'équation :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_s^2\nabla^2\right)\langle n_e\rangle = n_0 c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\varepsilon_0 |E|^2}{n_0 KT_e}\right) \qquad (3.17)$$

dans la mesure où les ions sont froids. Ici $c_s=\sqrt{\frac{ZKT_e}{AM}}$ est la vitesse acoustique ionique.

Si l'on pose : $V^2 = \frac{4}{3}\left(\frac{\lambda_D}{L}\right)^{2/3}\frac{M}{m}$, M = masse du proton

et $N=\left(\frac{\lambda_D}{L}\right)^{4/3}\frac{\varepsilon_0 E^2 p_u}{n_0 KT_e}\frac{\langle n_e\rangle}{n_0}$, on a à résoudre le système suivant

|15| :

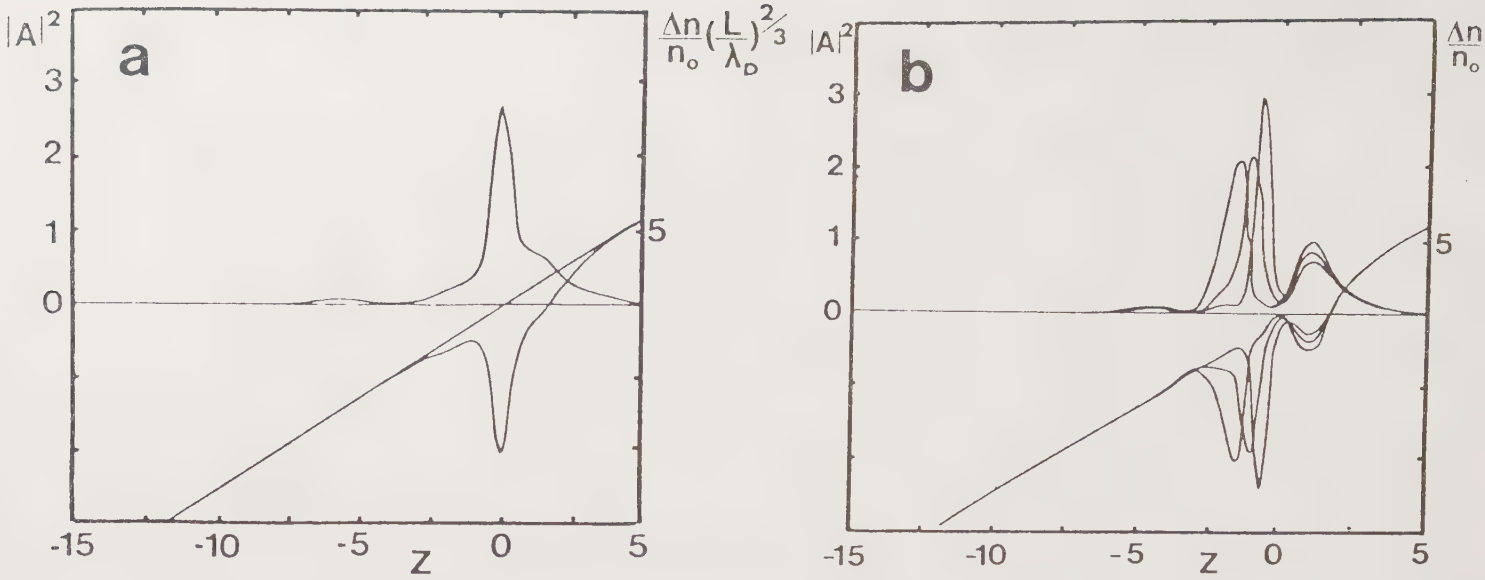


Figure III-3 : Influence de la force pondéromotrice pour p=3, Γ=0,2, (a) τ=1,75 , (b) $2 \leq \tau \leq 2,2$.

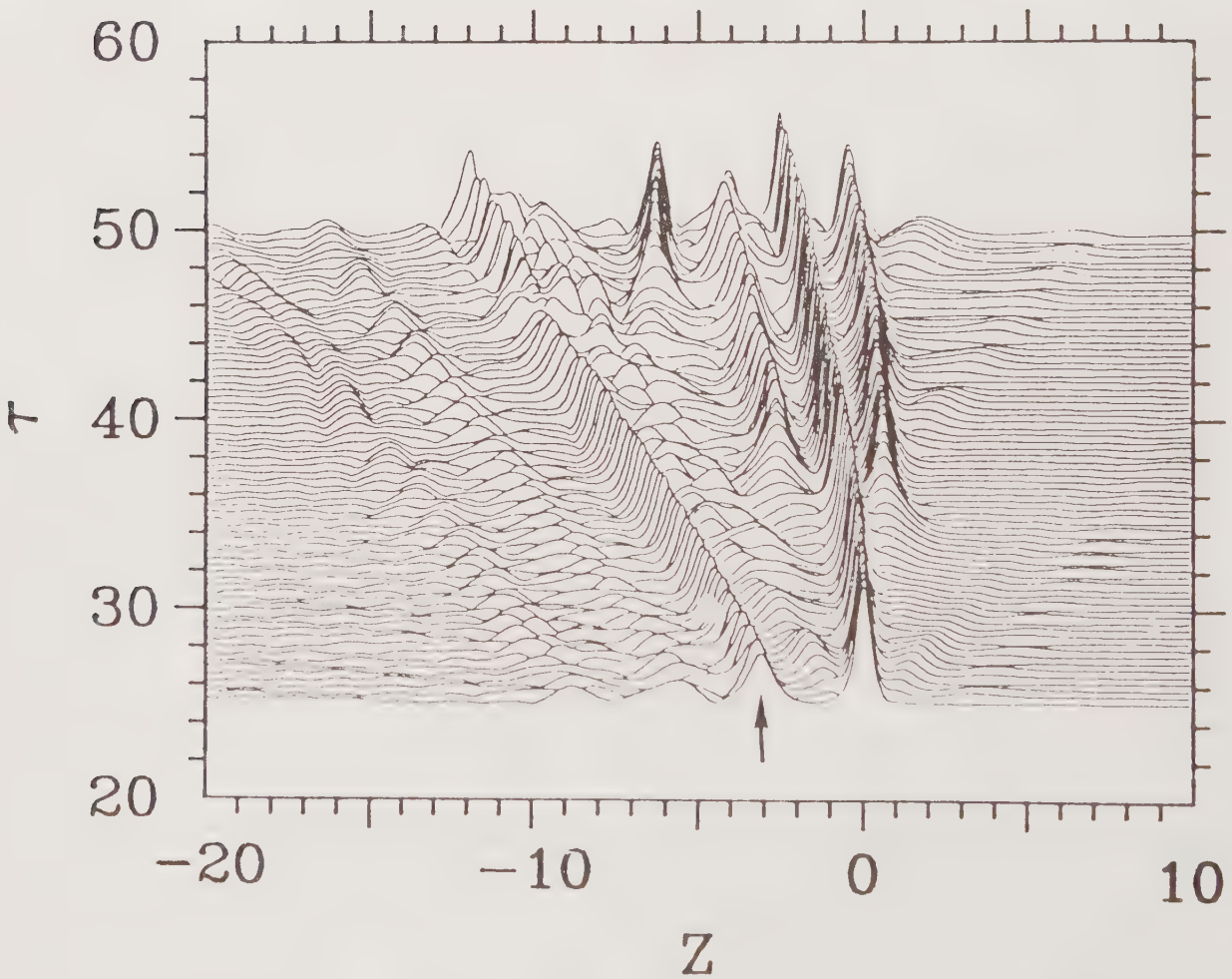


Figure III-4 : Valeur de |A| en fonction de la distance normalisée z à la densité de coupure. La flèche indique une onde acoustique ionique, on a ici p=1, v=2

$$i\frac{\partial A}{\partial \tau} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - (z - i\Gamma + pN)A = 1 \qquad (3.18)$$

$$V^2\frac{\partial^2}{\partial \tau^2}N - \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial z^2}|A|^2 \qquad (3.19)$$

équations de la turbulence de Langmuir

Pour des V de l'ordre de 1, il se forme encore des solitons [17]

Les calculs précédents reposent sur l'hypothèse que l'écoulement du plasma à travers la densité $n_c/4$ est subsonique. Une hypothèse d'écoulement sonique ou supersonique donnerait des formes différentes au profil de densité mais ne modifierait pas nos conclusions à savoir que la croissance d'une onde plasma à $n_c/4$ s'accompagne d'un raidissement de profil [18].

Ces solitons sont accompagnés d'ondes acoustiques ioniques, comme le montre la figure (III-4) [17]. Ce phénomène constitue un autre processus de saturation d'une instabilité lorsque la décomposition des ondes plasma en ondes acoustiques ioniques et en ondes plasma de vecteur d'onde plus faible, suivant le mécanisme :

plasmon → plasmon + phonon

pompe autant d'énergie à l'onde plasma que celle-ci en prend à l'onde EM laser. Il peut y avoir tout simplement aussi couplage de l'onde plasma avec des fluctuations ioniques déjà présentes dans le plasma.

Cette saturation a l'inconvénient de former un condensé de plasmons de k nul. Or, l'instabilité modulationnelle, qui n'est autre que l'amplification d'une modulation lente d'une onde HF, tend à accroitre k; celle-ci se développe, en fait pour une énergie : $\frac{\varepsilon_0 E^2}{2} > (k\lambda_D)^2 n_0 KT_e$.

De nombreux auteurs |19,1| se sont penchés sur l'étape non linéaire de l'instabilité modulationnelle : Dans un espace à une dimension, on obtient des solutions stables: des solitons. Le terme non linéaire $p|A|^2$ y équilibre le terme de dispersion $\partial^2 A/\partial z^2$; leur durée de vie est donc assez grande; ils ne sont absorbés que lorsque leur convection vers les basses densités leur donne une dimension caractéristique λ de l'ordre de la longueur de Debye; ils constituent alors des champs électriques localisés et très intenses pouvant accélérer les particules par temps de transit.

Dans un espace à deux ou trois dimensions qui est plus réaliste, le soliton est instable, sa dimension physique se réduit; il s'effondre sur lui-même, sa longueur d'onde caractéristique λ diminuant fortement. Il y a, dans ce cas, plus rapidement absorption par effet Landau, λ approchant plus rapidement λ_D. Ce processus qui a donc l'avantage de transférer l'énergie des ondes plasma de grande longueur d'onde vers des ondes plasma de courte longueur d'onde, plus facilement absorbées par les particules, est plus rapide que la convection et permet donc un chauffage particulaire plus important.

2) Saturation par modification du profil de densité :

Nous allons maintenant revenir au cas propre de l'instabilité à deux plasmons.

Comme on l'a vu plus haut, la croissance d'une instabilité induit un creusement du profil de densité et il en résulte un déplacement de la fréquence des ondes plasma; lorsque ce déplacement devient comparable au taux de croissance maximal de

l'instabilité, il y a désaccord de fréquence entre l'onde incidente et les deux ondes de décomposition,

$$\delta\omega = \frac{\varepsilon_0 \omega_p}{4 n_0 K T_e} (|E_1|^2 + |E_2|^2) \qquad (3.20)$$

Pour l'instabilité à deux plasmons, on a $E_1 \simeq E_2$ (relation de Manley-Rowe). Si l'onde de pompe est largement au dessus du seuil de déclenchement de l'instabilité, on a, grossièrement, lors de la saturation :

$$\frac{\varepsilon_0 |E|^2}{2 n_0 K T_e} = \frac{\gamma}{\omega_p} = \frac{k_0 v_0}{2\omega_p} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{v_0}{c} \qquad (3.21)$$

Des résultats quantitatifs ont été obtenus par Chen et Liu [20] à partir de l'équation de propagation des ondes plasmas; le niveau de saturation calculé est :

$\frac{\varepsilon_0 |E_s|^2}{n_0 K T_e} = 2\pi \frac{\gamma}{\omega_p} = \pi \sqrt{3} \frac{v_0}{c}$ (3.22), résultat valable pour un instant de saturation t_s tel que $\omega_{p_i} t_s >> 1$ soit $v_0/c << 5\sqrt{\frac{m}{M}} \simeq 0,1$ c'est à dire pour des ondes de pompe de faible amplitude. $\omega_{p_i}^{-1}$ constitue, en effet, le temps de réponse minimum des ions.

A partir de ce niveau de saturation, il est possible de définir un coefficient d'absorption a lié à cette instabilité, soit $a = \nu_{eff} \frac{\ell}{c}$, ℓ étant la largeur de la zone de résonance $\ell = L \frac{\gamma}{\omega_p}$ et ν_{eff} étant une fréquence de collision anormale définie par : $\nu_{eff} \frac{\varepsilon_0 |E_0|^2}{2} = \gamma \frac{\varepsilon_0 |E_s|^2}{2}$, qui n'indique que la conservation de l'énergie. On obtient :

$$a = \nu_{eff} \frac{\ell}{c} = \frac{3\pi}{64} \frac{v_0 v_T^2}{c^3} k_0 L \qquad (3.23)$$

ce qui donne en unités pratiques : I_0 en W/cm^2, KT_e en keV et L en µm

$$a \simeq 10^{-12} \sqrt{I} \,.\, (KT_e).L \qquad (3.24)$$

On remarque que a est indépendant de λ_0.

Exemple : a) λ_0=10,6µm $I=5.10^{12}$ W/cm^2 T_e=0,2keV L=100µm on obtient, en tenant compte que $\gamma=\frac{1}{3}(k_0 v_0/2)$

E_s=0,1 E_0 et $a \simeq 2.10^{-4}$

b) λ_0=1,06µm $I=10^{15}$ W/cm^2 KT_e=1keV L=100µm

$E_s \simeq 0,3\ E_0$ et $a = 10^{-3}$

c) λ_0=0,53µm $I=2.10^{14}$ W/cm^2 KT_e=0,5keV L=30µm

$E_s \simeq 0,2\ E_0$ et $a = 2.10^{-5}$

L'instant de saturation défini par $E_s^2 = E_{p_0}^2\ e^{2\gamma t_s}$, $E_{p_0}^2$ étant le niveau de bruit de pulsation ω_p au sein du plasma, s'écrit :

$$t_s = \frac{1}{2\gamma} \ln \left(\frac{E_s^2}{E_{p_0}^2}\right) = \frac{1}{2\gamma} \ln \left(\frac{\pi\gamma}{\omega_p} \frac{2n_0 KT_e}{\varepsilon_0 E_{p_0}^2}\right) \qquad (3.25)$$

or :

$$\frac{\varepsilon_0 E_{p_0}^2}{2n_0 KT_e} = \frac{KT_e}{n_0 KT_e} \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^{\lambda_D^{-1}} 2\pi k_\perp dk_\perp \int_0^{\Delta k_x} dk_x \quad \text{avec } \Delta k_x = \frac{1}{\ell}$$

$$= \frac{1}{8\pi^2 n_0 \lambda_D^2 L} \frac{\omega_p}{\gamma} .$$

Les paramètres précédents donnent t_s=100 ps (a) t_s= 1 ps (b) 3 ps (c).

On constate que l'absorption de l'onde laser par l'instabilité à deux plasmons est très faible si la saturation est due au déplacement non linéaire de la fréquence; on remarque, cependant, que la saturation se produit très rapidement, vis-à-vis d'une impulsion laser qui peut durer jusqu'à 1 ns.

En fait, ce résultat est une sous estimation de la

véritable absorption. Il faut, en effet, considérer que dans cette étude les fluctuations ioniques ont été négligées; cela tient au fait que dans l'expression de la force pondéromotrice $\vec{F} = -\frac{e^2}{m\omega_p^2}\vec{\nabla}\,|\vec{E}_1+\vec{E}_2|^2$ associée aux deux plasmons, il a été négligé le terme de couplage entre ceux-ci, soit :

$$-\frac{e^2}{m\omega_p^2}\,\vec{\nabla}\left|\vec{E}_1.\vec{E}_2 e^{i(\vec{k}_1-\vec{k}_2).\vec{r}}\right| .$$

C'est ce terme qui peut véhiculer des fluctuations ioniques $\vec{k}_1-\vec{k}_2=\vec{k}_s$.

3) Saturation par couplage avec des fluctuations ioniques :

La saturation uniquement provoquée par ces fluctuations a été aussi considérée dans le cas de l'instabilité à deux plasmons.

Ce terme recouvre, en fait, deux mécanismes : l'un est un couplage d'une onde plasma (onde fille due à l'instabilité de deux plasmons) avec une onde acoustique ionique pour former une nouvelle onde plasma, suivant le schéma : plasmon 1 + phonon → plasmon 2;

L'autre consiste en une décomposition d'un plasmon en un autre plasmon et en un phonon. Ce dernier processus peut se répéter et conduire à une cascade de décompositions.

Un calcul mené par Kartunnen [21] , à partir des équations de couplage standard, en milieu homogène, prenant en compte le couplage photon-plasmons et le couplage plasmons-phonon, a donné un niveau de fluctuations d'ondes plasma $(\delta n/n_0)$ proportionnel à v_0/c, à la saturation. Le terme de proportionnalité est lié à la géométrie de la décomposition à deux plasmons et à la géométrie du couplage plasmon-phonon.

Pour le paramètre $I_0\lambda_0^2 = 10^{14}$ W.µm^2/cm^2, on obtient, d'après |21| : $\delta n/n_0 = 0{,}003$ et, pour $I_0\lambda_0^2 = 10^{15}$ W.µm^2/cm^2, $\delta n/n_c = 0{,}01$, en prenant $\gamma = \frac{k_0 v_0}{2}$. Ce processus est assez insensible à l'inhomogénéité. Les résultats donnés ci-dessus sont donc inchangés, dans la mesure où le taux de croissance γ est voisin de $\frac{k_0 v_0}{2}$.

C. SATURATION PAR INTERACTION NON LINEAIRE ONDE-PARTICULE

1) Diffusion induite d'une onde de plasma par des particules :

Cette diffusion, encore appelée effet Landau non-linéaire |22|, correspond à une résonance d'une particule (un ion) avec le battement de deux ondes, satisfaisant ainsi la relation : $\omega_1 - \omega_2 = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2).\vec{v}$, $\vec{v}$ étant la vitesse de la particule considérée.

Dans ce processus, il y a transfert de l'énergie des ondes plasma d'une région de croissance $\gamma(\vec{k}) > 0$ vers une région d'absorption $\gamma(\vec{k}) < 0$. Les ondes filles ont des vecteurs d'onde $\vec{k}_2$ différents de $\vec{k}_1$. Le taux de croissance de ces ondes étant lié à $\vec{k}$ est plus petit . L'équilibre entre le pompage spectral et la croissance de l'instabilité conduit alors à une distribution d'ondes plasma stationnaire . Cependant, le processus de décomposition de ces ondes en plasmons et phonons est nettement plus important que le couplage onde-particule; ce dernier l'emporterait si le mode propre acoustique ionique était fortement amorti, un couplage de modes résonnants étant, cette fois, impossible. Le découplage des températures électroniques et ioniques durant une interaction de courte durée ($\tau \leq 1$ns) fait que les ondes acoustiques ioniques ne connaissent qu'un faible amortissement.

2) Saturation par piégeage :

Ce processus intervient, comme nous allons le voir, pour une onde plasma caractérisée par un champ électrique de très grande amplitude.

Considérons, pour cela, le problème du mouvement unidimensionnel d'un électron dans le champ électrique d'une onde d'amplitude; la position de l'électron satisfait, dans un repère fixe, à :

$$\frac{d^2x'}{dt^2} = -\frac{e}{m} E \sin(kx'-\omega t) \qquad (3.26)$$

et, dans un repère lié à l'onde : $\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e}{m} E \sin kx$, avec $x = x' - \frac{\omega t}{k}$.

On en déduit l'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{1}{2} m\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 - \frac{e}{k} E \cos kx = c^{te} = C . \qquad (3.27)$$

Deux cas se présentent :

. si $C > \frac{eE}{k}$, alors $\frac{dx}{dt}$ a toujours le même signe; la vitesse de l'électron varie entre $\sqrt{\frac{2}{m}(C - \frac{eE}{k})}$ et $\sqrt{\frac{2}{m}(C + \frac{eE}{k})}$

. si $|C| < \frac{eE}{k}$, alors $\frac{dx}{dt}$ s'annule aux points x_1 et x_2 tels que :

$\frac{eE}{k} \cos kx = C$.

L'électron est, cette fois, piégé dans le potentiel de l'onde et effectue un mouvement oscillant entre x_1 et x_2, avec une pulsation $\omega_{tr} = \frac{2\pi}{\tau_{tr}} = \left(\frac{eEk}{m}\right)^{1/2}$ pour $C = -\frac{eE}{k}$ et une pulsation nulle pour $C = \frac{eE}{k}$.

On définit une vitesse de piégeage par $\frac{1}{2} m v_{tr}^2 = eE/k$, soit $v_{tr} = (2eE/mk)^{1/2}$.

Lorsqu'on est en présence d'un champ de faible amplitude,

la vitesse

$$v_{tr} = \left(\frac{2|C|}{m}\right)^{1/2} = \left(\frac{2eE}{mk}\right)^{1/2}$$

est petite; si l'on s'intéresse à une population d'électrons, de distribution de vitesse $f_e(v)$, les particules piégées ne constituent qu'une bande de $f_e(v)$, de demi-largeur $\Delta v = v_{tr}$, très étroite et centrée sur la vitesse de phase de cette onde. L'interaction onde-particule se réduit alors à l'effet Landau.

Si ce champ est, au contraire, de grande amplitude, un grand nombre de particules vont se retrouver piégées; l'interaction onde-particules ne se traduira pas par un amortissement continu de l'onde, mais, à partir d'un certain temps, par une stabilisation de cette onde.

La condition de saturation est grossièrement |23| :

$$\boxed{v_\phi = 2v_T + v_{tr}} \text{ soit } \left(\frac{2eE}{mk}\right)^{1/2} = (v_\phi - 2v_T) \qquad (3.28)$$

Un ordre de grandeur du nombre de particules piégées est :

$$n_{tr} = \frac{v_{tr}}{v_T} \approx \left(\frac{eE}{kKT_e}\right)^{1/2} \qquad (3.29)$$

L'évolution de l'énergie W d'une onde plasma est régie par une équation du type : $dW/dt = 2\gamma(t)W(t)$ avec

$W = \int_{-\pi/k}^{\pi/k} dx \frac{\varepsilon_0}{2} E^2(t)$, $\gamma(t)$ ayant une expression complexe (calculée par O'Neil |24|); sa forme, représentée par la figure III-5a, est caractérisée par une période dont l'ordre de grandeur est $\tau_{tr} = \sqrt{\frac{eEk}{m}}$.

Quant à W, elle évolue suivant la figure (III-5b). On constate que pout $t<\tau_{tr}$, il y a décroissance selon la formule de Landau; puis, pour $t>\tau_{tr}$, se présentent des

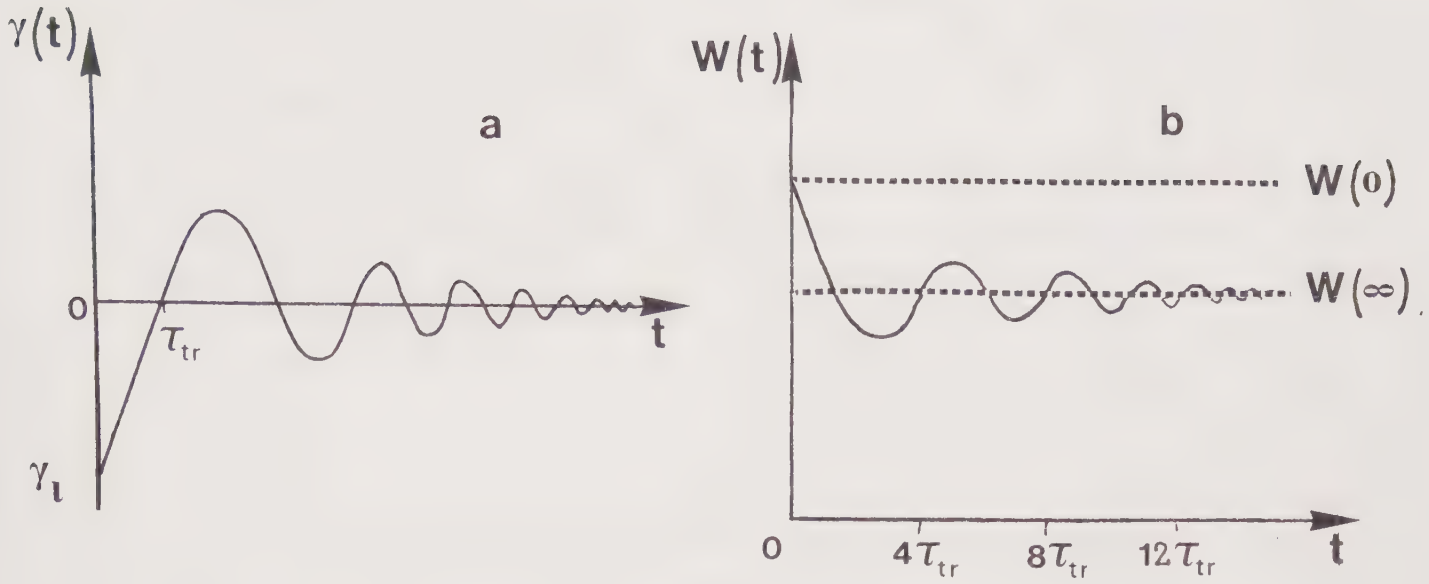


Figure III-5 : Evolution temporelle de l'énergie d'une onde plasma (a) et de l'énergie cinétique du plasma (b) sous l'influence du piégeage

oscillations de plus en plus rapides; à partir d'un certain temps, l'amplitude du champ se sature : les électrons supportent l'onde et l'empêchent de disparaître. Leur fonction de distribution présente, alors, dans la zone de piégeage, un plateau dû à un mélange de phases des particules piégées dont les fréquences de rebond sont différentes.

Si l'on considère, maintenant, une onde d'amplitude croissante dans le temps,avec un facteur initial γ , ce taux de croissance sera pratiquement constant jusqu'à un temps de l'ordre de τ_{tr}^{-1}, chutera alors pour s'annuler lorsque la condition (3.28) sera satisfaite; le champ E correspondant est le champ à la saturation.

La figure (III-6) montre un exemple de saturation de l'instabilité à deux plasmons par piégeage électronique [24] pour une pompe de paramètres $v_0 \simeq v_T$ et $k_0 \simeq 0,1\lambda_D^{-1}$ (faisceau laser).

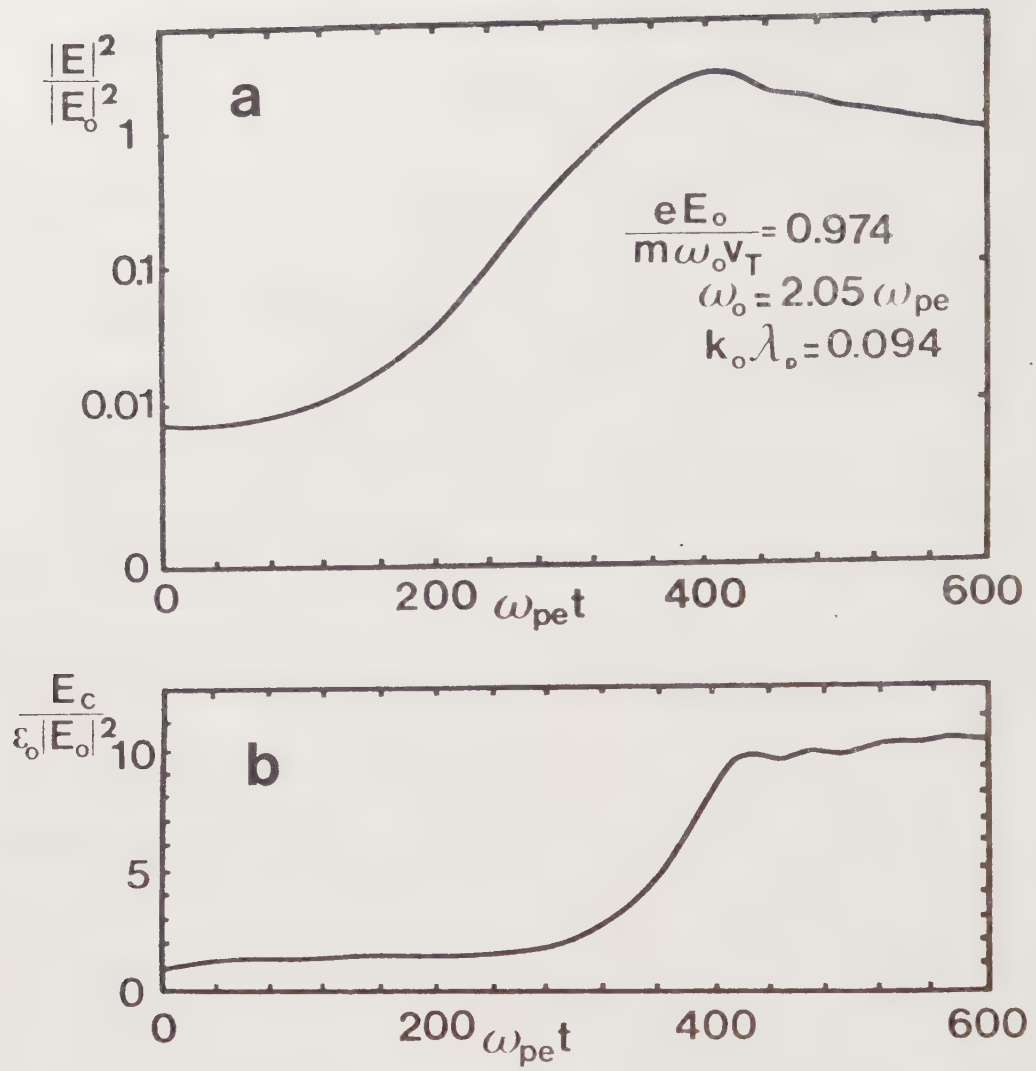


Figure III-6 : Evolution temporelle de l'énergie d'une onde plasma (a) et de l'énergie cinétique du plasma (b) sous l'influence du piégeage.

D. SATURATION PAR AFFAIBLISSEMENT DE LA POMPE LASER

Cette saturation est d'un autre type que celles vues précédemment. Jusqu'à maintenant, on a considéré que le pompage d'énergie depuis la source que constitue le rayonnement du laser vers l'onde plasma était capable d'assurer la croissance de cette onde avec un facteur γ constant. Or, cette croissance nécessite un apport d'énergie toujours plus grand. A partir d'un certain instant, la pompe peut être insuffisamment forte pour maintenir un taux de croissance constant. Ce dernier se réduit ; l'instabilité se sature. La pompe a alors une puissance

telle qu'elle ne peut qu'entretenir les ondes créées.

Afin d'étudier ce processus de saturation, il convient d'écrire les trois équations de couplage des deux ondes de décomposition et de l'onde incidente, en tenant compte de la réaction de ces premières sur cette dernière.

Pour l'instabilité à deux plasmons, et pour l'instabilité Raman, on a, en milieu inhomogène [25] :

$$\left|\begin{array}{ll} \left(\frac{\partial}{\partial t}+\nu_1+\frac{ik'x}{2}v_1\right)a_1+v_1\frac{\partial a_1}{\partial x}=\beta a_0 a_2^* & \text{1ère onde plasma} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t}+\nu_2+\frac{ik'x}{2}v_2\right)a_2^*+v_2\frac{\partial a_2^*}{\partial x}=\beta a_0^* a_1 & \text{2ème onde plasma ou onde transverse} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t}+c\frac{\partial}{\partial x}\right)a_0=-\beta a_1 a_2, & \text{onde incidente} \end{array}\right. \qquad (3.30)$$

avec $a_i = \left(\frac{\varepsilon_0 |E_i|^2}{\omega_i}\right)^{1/2} e^{-i\frac{k'x^2}{2}}$ et $\beta a_0 = \gamma$

v_1 et v_2 vitesses de groupe des deux ondes de décomposition.
$k'=\frac{d}{dx}(k_0-k_{1x}-k_{2x})$ paramètre caractérisant l'inhomogénéité; on a supposé ici que le désaccord en vecteur d'onde était de la forme $\Delta k=k'x$.

Il y a saturation de l'instabilité lorsqu'on peut trouver un état stationnaire solution du système précédent.

. Pour l'instabilité à deux plasmons on a, en supposant $k_x^2 >> k_0^2$, pour le mode le plus instable : $v_1=-v_2=v=\frac{6k_x}{\omega_p}v_T^2$ et $\nu_1=\nu_2=\nu$.

On obtient, selon un calcul simple [4] , un amortissement spatial de la pompe selon :

$a_D^2=a_{inc}^2 e^{-\frac{4\pi\beta^2}{k'cv}|a_1^2(0)+a_2^2(0)|}$, lorsque ν est nul, après la zone de résonance.

a_{inc} correspondant à l'intensité du rayonnement laser incident.

Les deux ondes plasma emportant autant d'énergie l'une que l'autre, on peut tirer de l'expression précédente la valeur de a_1^2 soit :

$$\frac{a_1^2}{a_{inc}^2} = \frac{a_2^2}{a_{inc}^2} = \frac{k'cv}{8\pi\beta^2 a_{inc}^2} \ln\left(\frac{a_{inc}^2}{a_0^2}\right) \qquad (3.31)$$

Il y a saturation de l'instabilité lorsque a_0 vaut a_D, seuil de déclenchement. Si l'on note $a_{inc}^2 = a_D^2(1+\Delta)$, avec $\Delta<<1$ représentant l'excès d'énergie au dessus du seuil, on obtient, en prenant $\gamma_{inc} = \frac{k_0 v_D}{2}$, v_D étant la vitesse d'oscillation au seuil :

$$\boxed{\frac{a_1^2}{a_{inc}^2} = 2\frac{E_1^2}{E_{inc}^2} \simeq \frac{c}{2\pi v_D}\Delta} \qquad (3.32)$$

d'après (2.34) et (2.39).

Exemples : Pour KT_e=0,2 keV, λ_0=10,6µm et L=100µm, on obtient pour la fluctuation de densité électronique correspondant à la saturation : $\delta n/n_0 \simeq 0,3\sqrt{\Delta}$.

Pour KT_e =1 keV, λ_0=1,06µm et L=100µm, on obtient : $\delta n/n_0 \simeq 0,2\sqrt{\Delta}$.

Pour KT_e =0,5 keV, λ_0=0,53µm et L=30µm, on a : $\delta n/n_0 \sim 0,05\sqrt{\Delta}$.

Un excès d'éclairement de 10 % au dessus du seuil donne déjà un niveau de fluctuations très important, environ 0,1 , 0,06 et 0,02 pour les trois interactions ci-dessus.

. Pour la rétrodiffusion Raman à $n_c/4$, la même étude peut être faite, puisque les vitesses de groupe des deux modes excités sont identiques. On a, en effet, pour l'onde plasma : $v_1 = 6v_T^2 \frac{k_1}{\omega_p}$ et pour l'onde transverse : $v_2 = c^2\frac{k_2}{\omega_p}$,

k_1 et k_2 étant les deux vecteurs d'onde des deux ondes créées; d'après le ch.II on a : $k_1 \simeq k_0$ et $k_2 \simeq 3 \frac{v_T^2}{c^2} k_0$.

D'autre part : $k' = \frac{\omega_p^2}{3v_T^2 k_0 L}$ d'où : $k'cv = \omega_p c/L$

ce qui, en l'absence d'amortissement collisionnel, conduit à :

$$\boxed{\frac{E^2}{E_{inc}^2} = \frac{1}{\pi} \frac{\omega_p c}{k_0^2 v_0^2 L} \Delta} \qquad (3.33)$$

puisque les deux ondes emportent la même énergie et que l'on a $\beta a_{inc} = k_0 v_0/4$.

On en tire, comme dans le cas précédent, un niveau de fluctuations de densité électronique d'expression :

$\frac{\delta n}{n_0} = 0,2 \sqrt{\Delta}$ pour L=100µm et λ_0=10,6µm

$\frac{\delta n}{n_0} = 0,06\sqrt{\Delta}$ pour L=100µm et λ_0=1,06µm

$\frac{\delta n}{n_0} = 0,05\sqrt{\Delta}$ pour L=30µm et λ_0=0,53µm.

Là aussi, ces valeurs sont très élevées dès que Δ devient supérieur à 10%.

Ce mécanisme de saturation par amortissement de la pompe n'est donc envisageable que pour des éclairements n'excédant que très faiblement les seuils de déclenchement. Dès que l'intensité de la pompe les dépasse nettement, les mécanismes de saturation vus précédemment sont beaucoup plus efficaces.

E. COMPARAISON DES DIVERS PROCESSUS DE SATURATION

Dans les études précédentes, chaque mécanisme de saturation a été observé isolé des autres. Or, bien évidemment, tous ces phénomènes sont présents simultanément dans un plasma. Les

simulations numériques permettent seules d'apprécier l'importance relative de ces divers mécanismes.

Une simulation particulaire a été réalisée |26| au voisinage de la densité critique d'un plasma irradié par une onde EM assurant une vitesse d'oscillation égale à 0,1 c, ce qui correspond à $(I\lambda_0^2)=2.10^{16}$ W.cm^{-2}.μm^2. La température a été prise égale à 1 keV et le profil du plasma a été considéré comme linéaire et caractérisé par une longueur caractéristique du gradient de densité égale à 25 λ_0.

Pour pouvoir apprécier chaque mécanisme, trois étapes ont été réalisées:

1) Les ions sont supposés immobiles; l'évolution temporelle du champ ES est figurée sur le schéma (III-7-a).

L'éclairement étant très au-dessus du seuil inhomogène, la saturation s'effectue par piégeage d'électrons et se traduit par 20 % d'absorption dans une maxwellienne de 70 keV.

L'instabilité à deux plasmons se sature très tôt, à t=0,3 ps pour λ_0=1,06μm; la rétrodiffusion Raman n'apparait qu'alors, à cause de son taux de croissance plus faible.

On peut noter qu'on a, dans cette simulation, $\frac{v_0}{v_T} \simeq 5$; la force pondéromotrice ne peut dans ce cas être négligée.

2) Dans une seconde étape, les ions sont mobiles; leur température est telle que ZTe/Ti $\simeq$ 4 (figure III-7-b).

La saturation intervient à un niveau inférieur et est cette fois imputable aux fluctuations ioniques; le rapport de masse $m_i/m \simeq 3600$ dans cette étape ne permet pas un raidissement de profil; celui-ci demande, en raison de l'inertie des ions, un temps supérieur à celui de la simulation. On doit, en effet,

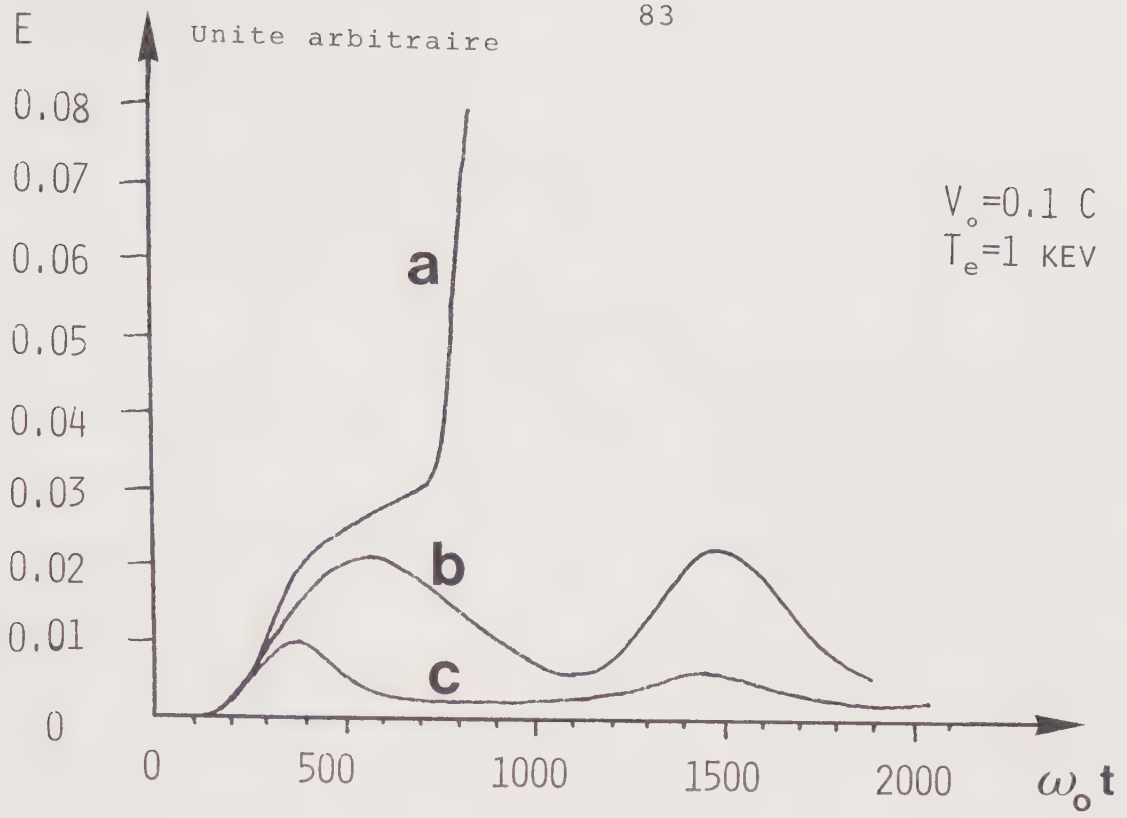


Figure III-7 : Evolution temporelle du champ électrique d'une onde plasma créée par l'instabilité à deux plasmons.

avoir $\omega_{p_i} t_s > 1$, ω_{p_i} étant la pulsation plasma ionique; le niveau de fluctuation de densité ionique vaut ici 20 %. Cependant, l'inertie ionique fait que le niveau de saturation de l'instabilité oscille dans le temps.

3) Dans une troisième étape, utilisant un rapport $m_i/m = 100$, donc nettement plus faible, la saturation se produit plus tôt et correspond à un niveau de fluctuations encore plus faible. Plus tard, la longueur de gradient se réduit. Le niveau de saturation chute alors aussitôt et se stabilise en raison du raidissement de profil.

Ce niveau de saturation n'est pas qu'imputable au raidissement de profil; le calcul présenté en (III-B-2) donne, en effet, une absorption de 0,075 % et un niveau de fluctuations électroniques égal à 4 % seulement, alors que la simulation donne des valeurs très supérieures, soit 1 % et 25 % respectivement. D'autre part, il a été observé qu'au moment de la saturation, le profil de densité ne présentait aucune cavité. Il y a

donc bien saturation par fluctuations ioniques.

Dans ces deux dernières étapes, a été observée une population maxwellienne de 70 keV également.

Seulement 1% du rayonnement incident est émis à $\omega_0/2$. Cependant, il faut noter que l'effet Raman peut être saturé par l'intermédiaire de l'onde EM de décomposition qu'il crée. Celle-ci peut donner lieu lorsque son amplitude est suffisamment forte à des instabilités de décomposition et à de l'absorption résonnante à sa couche critique ($n_c/4$) identiques à celles intervenant sur l'onde EM incidente à la couche critique (n_c). En outre, dans un plasma à gradient de densité faible, elle peut être piégée elle-même à $n_c/4$ empêchant ainsi une fuite importante d'énergie vers l'extérieur du plasma.

En conclusion de ce chapitre sur les mécanismes de saturation de nos instabilités, on peut affirmer que les modes absolus de l'instabilité à deux plasmons et de la rétrodiffusion Raman à $n_c/4$ se saturent pour:

. une faible densité d'énergie de l'onde plasma, par couplage de celle-ci aux fluctuations ioniques ou par affaiblissement de la pompe pour un niveau d'éclairement juste au-dessus du seuil ou , enfin, par déferlement.

. une forte densité d'énergie $\varepsilon_0 E_p^2/n_0 KT_e$, par raidissement de profil,par les fluctuations ioniques et par piégeage.

On peut grossièrement comparer les mécanismes pris isolément pour les interactions :

a) λ =10,6µm, $I_0=6.10^{12}$ W/cm^2, KT_e=0,2 keV, L=100µm→ $\gamma\simeq 2{,}8.10^{11}$ s^{-1}

b) λ =1,06µm, $I_0=10^{15}$ W/cm^2 , KT_e=1 keV, L=100µm→ $\gamma\simeq 5.10^{12}$ s^{-1}

c) λ =0,53µm, $I_0=2.10^{14}$ W/cm^2, KT_e=0,5 keV, L=30µm,→ $\gamma\simeq 5.10^{11}$ s^{-1}

On donne les fluctuations de densité électronique attachées

à l'onde plasma, lors de la saturation de l'instabilité à deux plasmons (son vecteur d'onde est pris égal à $k=k_0.3,7$ pour (a), $k=k_0$ pour (b), $k=k_0$ pour (c)).

	a	b	c
déferlement	0,009	traitement relativiste pour 100µm	0,0004
modification de profil	0,02	0,015	0,007
fluctuations ioniques	0,004	0,005	0,0003
piégeage	0,2	0,3	0,4

Ces valeurs proviennent des formules obtenues précédemment dans ce chapitre (3.5), (3.22), (3.28).

La pompe n'est que faiblement amortie pour les éclairements donnés dans (a) et (b) qui sont très au dessus des seuils de déclenchement des instabilités. Pour (c), la saturation par amortissement du champ de pompe est envisageable.

Dans l'interaction a), il y a plutôt saturation par les fluctuations ioniques.

Dans l'interaction b), le raidissement du profil de densité est un processus de saturation plus efficace qu'en a).

Dans l'interaction c), le déferlement apparait comme un mécanisme possible de saturation. Les instants de saturation correspondant sont estimés par (3.25) :

a) t_s=10 ps b) 0,8 ps c) 2 ps.

Le piégeage est dans, ces cas, inefficace en tant que processus de saturation. Celui-ci intervient, avec relativement plus d'importance, pour des éclairements sur cible beaucoup

plus élevés (10^{16} W/cm^2 en $\lambda_0 = 1{,}06\mu m$). On a, en effet, pour les paramètres de la simulation particulaire décrite précédemment : $\lambda_0 = 1{,}06\mu m$, $I = 2.10^{16}$ W/cm^2, $KT_e = 1keV$, $L = 25\mu m$, les contributions suivantes, en prenant : $\gamma = k_0 v_0/2 = 4.10^{13} s^{-1}$ pour l'instabilité deux plasmons :

. déferlement : un traitement relativiste est nécessaire, mais de toute façon, il est ici inefficace pour la saturation des instabilités.

. modification de profil : $\delta n/n_0 = 0{,}04$

. fluctuations ioniques : $\delta n/n_0 = 0{,}03$

. piégeage : $\delta n/n_0 = 0{,}2$

Pour revenir aux deux interactions a) et c) qui correspondent aux expériences réalisées dans cette thèse (cf. Chapitre V), on peut donc écrire que l'absorption du rayonnement laser incident due à l'instabilité deux plasmons et à l'effet Raman absolu est très faible. La contribution à l'absorption de ces deux processus ne peut être notée par mesure directe de celle-ci. Le niveau du rayonnement à $\frac{3}{2}\omega_0$ émis lors de la saturation est estimé d'après (2.60) à : 10^{-7} (a), 10^{-5} (b), 10^{-8} (c) fois celui du rayonnement incident à ω_0 ; ce dernier permettra la détection de l'instabilité à deux plasmons.

En général, au vu des seuils inhomogènes des deux instabilités, l'instabilité à deux plasmons dominera vraisemblablement la diffusion Raman à $n_c/4$, tant par les taux de croissance - plus faibles dans le second cas - que par la saturation par raidissement de profil - qui agira plus tôt sur l'effet Raman - et par le fait que la décomposition Raman est un processus à une seule dimension.

CHAPITRE IV

CHAUFFAGE ELECTRONIQUE

Une des conséquences les plus importantes de ces instabilités paramétriques concerne le chauffage du plasma et plus particulièrement des électrons qu'elles chauffent directement. Ces derniers sont affectés par 3 mécanismes qui sont : l'effet Landau , un nouveau type d'interaction onde-particule liée à la structure localisée des champs électrostatiques créés par ces instabilités : l'accélération des particules à la traversée de ces champs et le déferlement (vu dans le chapitre III).

A. CONTRIBUTION DE L'EFFET LANDAU LINEAIRE

Comme on l'a vu dans le chapitre II, l'instabilité à deux plasmons n'excite pas au voisinage de $n_c/4$ qu'une seule onde plasma de vecteur d'onde bien défini; c'est, en fait, un paquet d'ondes plasma dont les vecteurs d'onde forment un spectre qui est d'autant plus étendu que la température est basse et que l'inhomogénéité est faible. A l'opposé, la rétrodiffusion Raman n'excite qu'un mode absolu de vecteur d'onde bien défini.

Il en résulte que les ondes plasma excitées par la première instabilité interagiront avec une plus grande partie de la population électronique que celle générée par l'effet Raman. La population d'électrons sera, par suite, affectée dès le régime linéaire de l'instabilité à deux plasmons; toutes les particules de vitesse comprise entre la vitesse de phase maximale et la vitesse de phase minimale du paquet d'onde entreront en résonance avec ce spectre.

Si l'on s'intéresse, par exemple, à l'interaction avec un laser CO_2 caractérisé par un spectre "deux plasmons" figuré en (II-6), ce sont les particules de vitesse v, $6v_T<v<12v_T$ qui seront affectées et formeront une queue d'électrons rapides.

B. ACCELERATION D'ELECTRONS PAR UN CHAMP LOCALISE

Comme on l'a vu au chapitre précédent, l'évolution non linéaire des ondes plasma créées par une instabilité paramétrique est caractérisée par la présence de champs électriques très intenses et localisés, donc de densité d'énergie très élevée. Si leur durée de vie est longue, ils développeront des queues d'électrons rapides très importantes |27,28|. Ces champs localisés n'affectent qu'une partie de la population électronique; en effet, les électrons relativement lents verront un champ moyen nul et ne gagneront donc pas d'énergie. Quant aux électrons très rapides, ils verront un champ constant; leur énergie finale dépendra de la phase du champ électrique et non de leur énergie initiale et, finalement, la population d'électrons très rapides ne gagnera aucune énergie. Seule la population électronique intermédiaire est touchée par ces champs.

L'influence de tels champs peut être étudiée analytiquement en les supposant de structure stationnaire. Cette étude approchée a été réalisée par De Neef et de Groot |27| sur un champ oscillant d'enveloppe gaussienne en $E_p e^{-x^2/d^2}$ et de pulsation égale à la pulsation de plasma du milieu. La figure (IV-1-a) montre très bien que de la population électronique (entièrement dans la zone hachurée) seule la population d'électrons de vitesses comprises entre $2v_T$ et $7v_T$ (valeurs

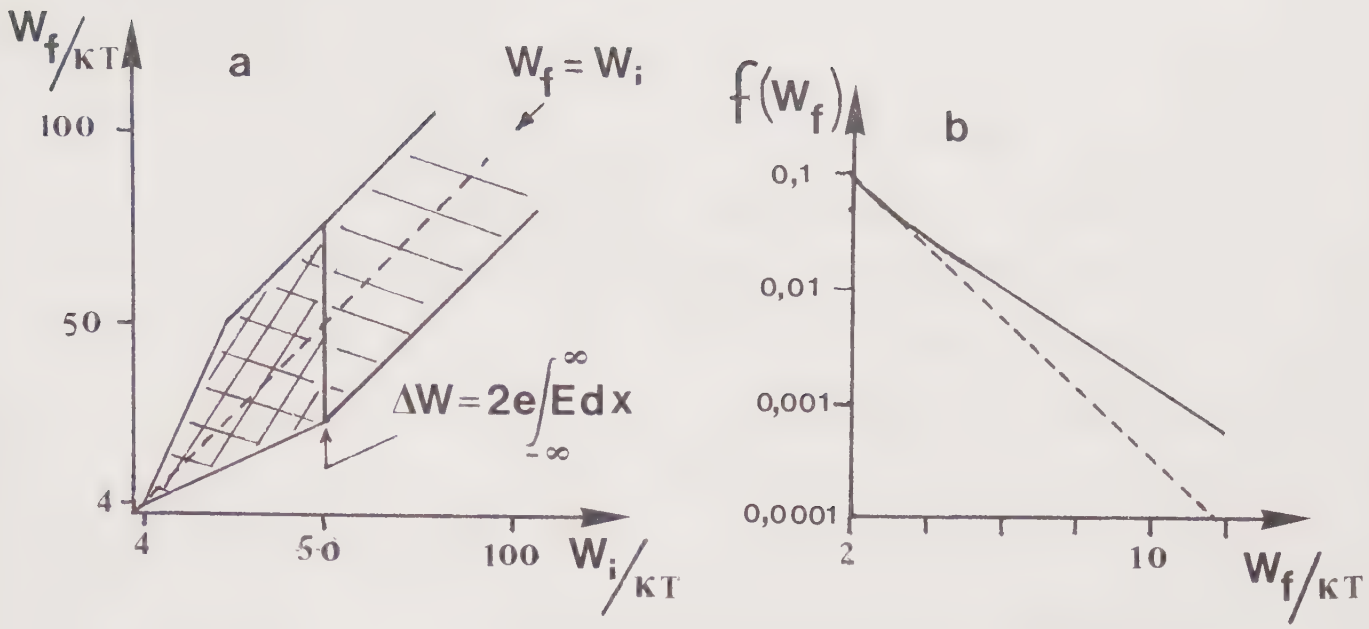


Figure IV-1 : (a) Energie finale W_f en fonction de leur énergie initiale W_i
(b) population électronique $f(W_f)$ pour un champ électrique gaussien avec $d=9\lambda_D$ et $\varepsilon_0 E_p^2/n_0 KT_e = 0,7$.

correspondant aux paramètres du calcul) est affectée; ce qui donne lieu à la présence, à côté de la population électronique initiale, d'une population pratiquement maxwellienne de température plus élevée (Figure IV-1-b).

Ce calcul a permis de montrer que le rapport de température des deux populations électroniques ne dépendait que du rapport $r = \eta\lambda_D/d$ avec $\eta = \varepsilon_0 E_p^2/n_0 KT_e$ selon une relation linéaire à pente positive pour $r<0,4$.

Ainsi, la température "haute" obtenue est d'autant plus élevée que le rapport r est plus grand et donc que le champ localisé est plus étroit (à énergie constante).

La température haute obtenue ainsi n'est importante que pour des niveaux d'énergie électrostatique très élevés. Dans le cas de nos interactions étudiées précédemment, le rapport η ne vaut que 0,3 au maximum. Pour obtenir une température qui soit de l'ordre de 5 fois la température basse, il faut alors un champ de largeur extrèmement faible, de l'ordre de λ_D. C'est précisément la taille qui correspond à un amortissement Landau

important. Aussi dans ces interactions, il y a concurrence entre l'effet Landau et ce mécanisme d'accélération; ce dernier mécanisme est plus efficace pour l'interaction b) que pour a) et c); il est efficace lorsque de profondes cavités sont créées dans le profil de densité.

C. RESULTATS DE SIMULATION

Toutes les simulations |23, 26, 28, 29| montrent que l'instabilité à deux plasmons et la diffusion Raman chauffent effectivement la population électronique.

Il a été constaté |29|, pour un éclairement $I\lambda^2 = 2{,}5.10^{15}$ $W.\mu m^2/cm^2$, une longueur de gradient $L \simeq 120\lambda_0$ et une température froide de 1 keV, l'apparition d'une queue d'e⁻ de température très élevée 90 keV, laquelle est affectée surtout à l'instabilité à deux plasmons générée à $n_c/4$. Pour des densités inférieures à $n_c/4$, où seul l'effet Raman (convectif) a lieu, des températures plus faibles sont obtenues; 13 keV à $n=0{,}1n_c$; les plus élevées obtenues dans ce cas correspondent à la rétrodiffusion. Les facteurs d'absorption correspondant valent pour $n_c/4$: 30 %, et seulement 6% à 0,1 n_c. Le facteur de réflexion à $n_c/4$ caractérisant l'émission de l'onde EM à $\omega_0/2$ ne vaut que 8%, et indique donc que ce rayonnement est absorbé dans le plasma de densité inférieure à $n_c/4$.

Ces températures très élevées sont liées aussi au fait que des électrons peuvent traverser plusieurs fois la zone de résonance à $n_c/4$, à cause des champs électrostatiques de charge d'espace qui les gardent dans la couronne; on peut noter qu'elles sont supérieures à celles des électrons chauds créés par l'absorption résonnante (ici KT_H=13 keV).

Ces simulations indiquent que l'effet Raman ne réfléchit qu'assez peu de lumière (inférieur à 10%) mais qu'il présente avec l'instabilité à deux plasmons le grave désavantage de produire des électrons extrêmement énergiques.

Pour conclure, on peut écrire qu'en raison de son seuil inhomogène plus faible et moins sensible à l'inhomogénéité que celui de la rétrodiffusion Raman et en raison de l'étendue du spectre d'ondes plasma qu'elle crée, l'instabilité à deux plasmons sera le processus dominant quant à la formation d'électrons suprathermiques.

Dès l'étape linéaire, l'instabilité à deux plasmons risque de produire des particules rapides. Dans l'étape non linéaire, la rétrodiffusion Raman peut apporter une contribution à cette production; Si le niveau de saturation de l'onde plasma n'est pas très élevé, le déferlement est un mécanisme efficace;si, à l'opposé, l'onde plasma se sature à un niveau tel qu'il puisse y avoir modification du profil de densité, les électrons énergiques proviennent de l'accélération qui leurs a été communiquée au passage dans le champ électrique piégé dans cette cavité.

CHAPITRE V

EXPERIENCE

A. PRINCIPE

L'expérience mise en oeuvre pour étudier l'instabilité à deux plasmons (et l'effet Raman) a consisté à oberver une des conséquences de ces instabilités : le chauffage électronique et, plus particulièrement, la génération d'électrons rapides. Il était nécessaire de pouvoir isoler leur contribution au chauffage de celle de l'absorption résonnante.

Le plasma créé par interaction d'un faisceau laser avec une cible solide étant un milieu de densité monotone suivant la distance à la cible, on peut balayer les différentes zones de densité du plasma en l'irradiant par un faisceau laser sous incidence variable.

Dans le cadre de l'approximation géométrique ($k_0 L > 1$), l'onde EM incidente suit la loi de réfraction : $n \sin\theta' = \sin\theta$, θ étant l'angle d'incidence sur le plasma, et n étant l'indice de réfraction : $n = kc/\omega_0 = \sqrt{1-(\omega_p^2/\omega_0^2)}$. A un angle θ' quelconque, le vecteur d'onde k a pour composante selon Ox :

$$k_x = k \cos\theta' = \frac{\omega_0}{c} n \cos\theta' = \frac{\omega_0}{c} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} - \sin^2\theta\right)^{1/2}$$

celui-ci s'annule pour : $\cos^2\theta = \omega_p^2/\omega_0^2$; il y a alors réflexion de l'onde.

La densité maximum atteinte par cette onde EM vaut donc :

$$n_e = n_c \cos^2\theta \qquad (5.1)$$

En particulier pour $\theta > 60°$, l'onde ne parvient même pas à $n_c/4$. La figure (V-1) représente les trajets parcourus par une onde

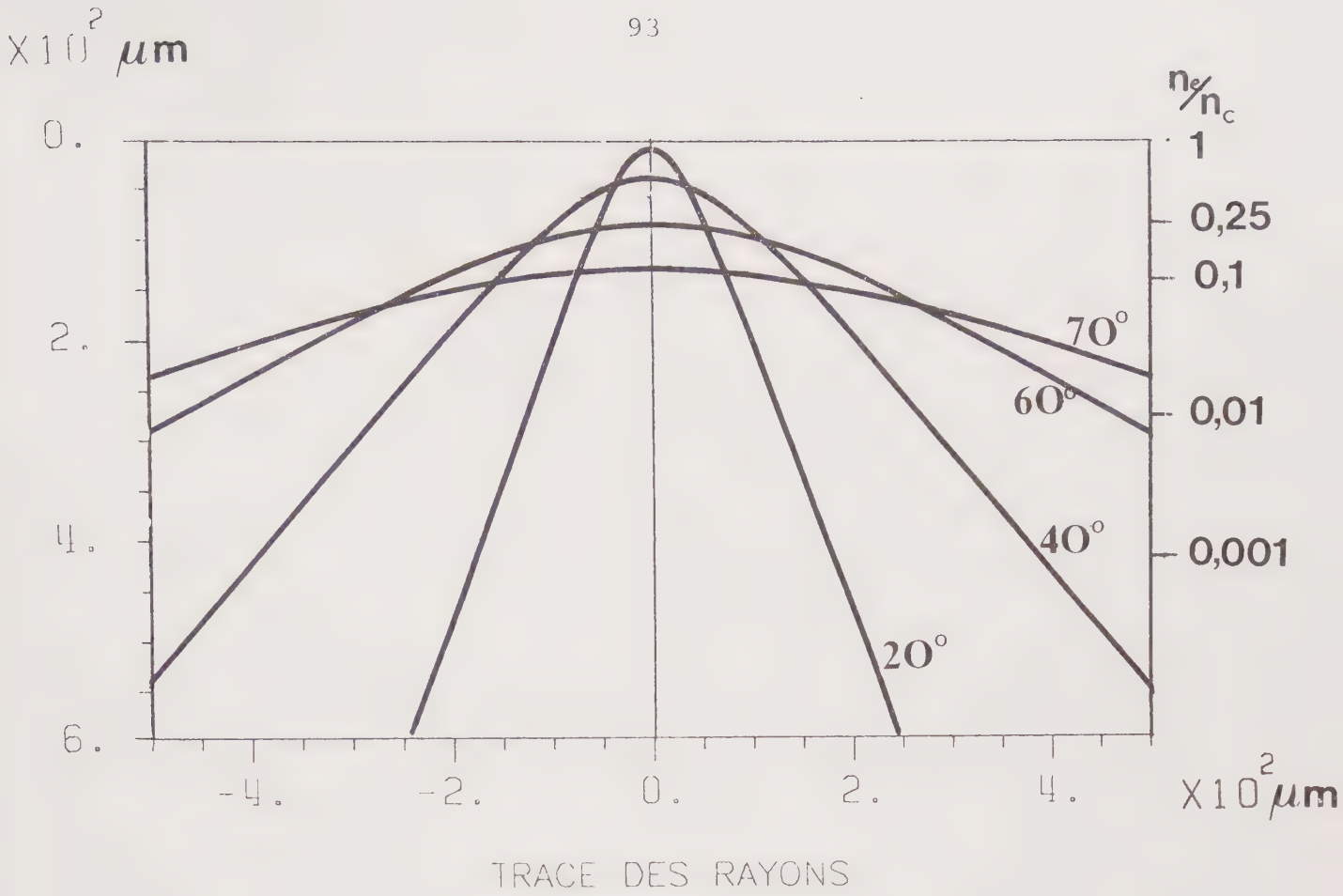


Figure V-1 : Propagation du rayonnement incident dans le plasma pour divers angles d'incidence.
EM dans un plasma dont le profil est en e^{-x}/L avec L=60µm.

Les manipulations présentées ici ont, donc, consisté à irradier une cible solide au moyen d'un faisceau laser sous incidence variable et à observer les variations correspondantes du chauffage électronique. Trois types de diagnostic ont été effectués sur le rayonnement X émis par le plasma , sur la population ionique collectée au cours de l'expansion de ce plasma et sur le rayonnement émis de pulsation 3/2 ω_0.

Variation des paramètres du plasma formé en fonction de l'incidence du faisceau laser :

La température et la longueur du gradient de densité d'un plasma formé par faisceau laser dépendent de l'incidence sous laquelle la cible est irradiée. Leurs variations sont liées au volume de plasma chauffé et à l'absorption du rayonnement laser

incident. Pour un faisceau sous incidence d'angle θ, la densité critique s'écrit $n_c \cos^2\theta$.

Si l'on suppose que l'absorption est due uniquement au rayonnement de freinage inverse, elle s'écrit pour un plasma décrit par un modèle d'expansion plane autosemblable et isotherme dans le vide :

$$A = 1 - e^{-2 \frac{\nu_c}{c} L \cos^3 \theta}$$

ou encore $A \simeq 2 \frac{\nu_c}{c} L \cos^3 \theta$ (avec 20 % d'erreur pour $A \simeq 0{,}5$). On considèrera donc des absorptions relativement faibles. ν_c désigne ici la fréquence de collision électron-ion à la densité critique n_c.

On peut alors simplement déterminer les lois d'échelle en θ de la température T_e et de la longueur L; cette dernière s'écrit :

$L = c_s \tau \propto T_e^{1/2}$, τ étant la durée de l'impulsion du laser. Par suite $\nu_c L \propto T_e^{-3/2} T_e^{1/2} = T_e^{-1}$

le flux lumineux absorbé vaut :

$$\Phi_{abs} = A I_0 . S_0$$

S_0 étant la section normale du faisceau, I_0 l'éclairement sur une telle section. Ce flux permet de chauffer un volume de plasma proportionnel à $\frac{S_0}{\cos\theta} L$. Si ce volume est considéré comme isotherme, on a, avec $S_1 = S_0/\cos\theta$:

$$A I_0 . S_0 \propto (n_c \cos^2\theta) T_e \times S_1 \times L$$

soit $A I_0 . S_0 \propto \cos^2\theta \times T_e^{3/2} \times S_1$

D'où : $T_e^{5/2} \propto \cos^2\theta$

Par conséquent : $T_e \propto (\cos\theta)^{0,8}$ et donc $L \propto (\cos\theta)^{0,4}$.

Comme exemples, on peut considérer les angles 0° et 60°; on obtient :

$$T_e(60°) = 0,6\ T_e\ (0°)$$

et $$L\ (60°) = 0,75\ L\ (0°)$$

Ce modèle n'est pas tout à fait adapté à une interaction utilisant un faisceau à λ_0=10,6µm; le rayonnement de freinage inverse est faible pour tous les angles d'incidence; l'absorption est dans ce cas dominée par les mécanismes de génération d'électrons rapides; la température du plasma est intermédiaire à celle calculée précédemment et la température dite "haute" des électrons rapides.

Il est, par contre, bien adapté aux irradiations à courte longueur d'onde, comme celle que l'on a réalisée à λ_0=0,53µm.

B. DIAGNOSTICS MIS EN PLACE

1) Etude du rayonnement X :

Une partie seulement du rayonnement X a été appréhendée au moyen d'un spectromètre décrit plus loin : le rayonnement continu de freinage et de recombinaison. C'est à partir de celui-ci que l'on peut déterminer la ou les températures du plasma et étudier, en général, les populations émettrices.

a) Rayonnement de freinage :

Dans le plasma qui nous intéresse ici, nous sommes en présence d'une collection d'ions et d'électrons en collisions permanentes. Ce sont ces dernières qui sont responsables d'une émission photonique particulièrement forte lorsque deux particules de charges opposées rentrent en interaction. Le rayonnement dipolaire alors émis par un électron (de vitesse v à

à l'infini) dans le champ d'ions de densité n_i et de charge Ze positive est caractérisé par une intensité (densité spectrale d'énergie par polarisation, par unité d'angle solide et par unité de volume) à la pulsation ω |30|.

$$\eta_\omega = n_i \left(\frac{e^2}{6\pi^2 \varepsilon_0 c^3}\right) \left(\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 m}\right)^2 \frac{1}{v} \frac{\pi}{\sqrt{3}} G(v,\omega) \qquad (5.2)$$

en appelant $G(v,\omega)$ le facteur de Gaunt introduisant les corrections quantiques au calcul classique. Le facteur $\frac{\pi}{\sqrt{3}}$ est conforme à la définition traditionnelle du facteur de Gaunt. L'électron n'effectue, ici, que des transitions libre-libre.

Ce résultat n'est valable que lorsque le milieu est suffisamment dilué pour qu'à un instant donné on puisse considérer l'interaction entre cet électron et ces ions comme une succession d'interactions à deux corps. Cela signifie que les mouvements des particules sont alors non corrélés et que les effets collectifs ne sont pas importants.

L'intensité spectrale du rayonnement émis par toute une population électronique supposée maxwellienne de température T_e et de densité n_e est alors :

$$I_\omega = n_e n_i \left(\frac{Z^2 e^6}{48\pi^4 \varepsilon_0^3 c^3 m^2}\right) \left(\frac{m}{2\pi K T_e}\right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \bar{G}\,(T_e,\omega) \qquad (5.3)$$

où $\bar{G}\,(T_e,\omega)$ représente le facteur de Gaunt moyenné sur les vitesses électroniques.

Si l'on approche $G(v,\omega)$ par la formule de Born

$$G(v,\omega) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \frac{q'+q}{q'-q} \quad \text{avec } q = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar v} \text{ et } q' = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar v'} \qquad (5.4)$$

où v est la vitesse initiale de l'électron et v' sa vitesse

finale, formule valable lorsque q'<<1, on peut intégrer G analytiquement sur une distribution maxwellienne. En se limitant aux hautes fréquences, seules exploitées dans nos expériences, on obtient

$$\bar{G}\ (T_e,\omega)=\sqrt{\frac{3}{\pi}}\ \frac{e^{-\hbar\omega/KT_e}}{\sqrt{\hbar\omega/KT_e}} \qquad (5.5)$$

ce qui conduit, pour une polarisation, à l'expression :

$$I_\omega = n_e n_i \left(\frac{Z^2 e^6}{48\pi^4 \varepsilon_0^3 c^2 m^2}\right)\left(\frac{m}{2\pi KT_e}\right)^{1/2} \pi^{1/2}\ \frac{e^{-\hbar\omega/KT_e}}{(\hbar\omega/KT_e)^{1/2}} \qquad (5.6)$$

soit, en unités pratiques, en posant $E=\hbar\omega$:

$$I_E = 1{,}2.10^{-10}\ n_e n_i\ \frac{Z^2}{\sqrt{KT_e}}\ \frac{e^{-E/KT_e}}{\sqrt{E/KT_e}}\ \text{keV/keV.m}^3\text{.st.s} \qquad (5.7)$$

avec n_e, n_i (cm^{-3}) et KT_e (keV)

L'intensité totale rayonnée sur l'ensemble des fréquences dans une polarisation donnée s'écrit :

$$I = n_e n_i\ \frac{Z^2 e^6}{94\pi^4 \varepsilon_0^3 \hbar mc^2}\ \left(\frac{KT_e}{mc^2}\right)^{1/2}\sqrt{\frac{2\pi}{3}}\ \bar{\bar{G}} \qquad (5.8)$$

Dans le cadre de l'approximation de Born, on obtient, par intégration analytique de $\bar{G}$: $\bar{\bar{G}} = \frac{2\sqrt{3}}{\pi} = 1{,}1$, valeur exacte à 10 % près pour KT_e>5keV, à 20 % près pour KT_e=0,5 keV.

Numériquement, I s'écrit :

$$I = 2{,}2.10^{-26}\ n_e n_i\ Z^2 (KT_e)^{1/2}\ \text{W.m}^{-3}\text{.sr}^{-1} \qquad (5.9)$$

avec n_e, n_i (cm^{-3}) et KT_e (keV)

Remarque : Les corrélations ioniques ou électroniques ont une influence sur le rayonnement de freinage que pour des fréquences

$\omega \simeq \omega_p$ soit $\hbar\omega$ de l'ordre de 1-10eV pour des plasmas courants. Pour $\hbar\omega$ de l'ordre du keV, les interactions électrons-ions peuvent être considérées comme binaires.

b) Rayonnement de recombinaison :

Un électron entrant en collision avec un ion peut être piégé par un ion si sa vitesse est suffisamment faible. L'électron effectue alors une transition libre-lié. Cela conduit à un rayonnement photonique dont l'intensité spectrale s'exprime dans les hautes fréquences ($\hbar\omega > kT$) |31| par :

$$I_\omega = n_e n_i \left(\frac{Z^2 e^6}{48\pi^4 \varepsilon_0 c^3 m^2}\right) \left(\frac{m}{2\pi KT_e}\right)^{1/2} \sqrt{\pi}.2 \frac{Z^2}{p^3} \frac{E_H}{KT_e} \frac{e^{(E_i - \hbar\omega)/KT_e}}{(\hbar\omega/KT_e)^{1/2}} \qquad (5.10)$$

dans le cas d'un ion hydrogénoïde de charge Ze et d'une population électronique maxwellienne, avec :

p : le niveau de capture de l'électron

E_H : l'énergie d'ionisation de l'hydrogène (13,6eV)

E_i : l'énergie d'ionisation de l'atome considéré $= E_H \frac{Z^2}{p^2}$.

La formule ci-dessus a une expression semblable à celle obtenue pour le rayonnement de freinage, ce qui nous fait écrire :

$$I_{\omega(\text{libre-lié})} = I_{\omega(\text{libre-lié})} \cdot 2 \frac{Z^2}{p^3} \frac{E_H}{KT_e} e^{\Delta E/KT_e} \qquad (5.11)$$

Plus le niveau de capture est bas et plus le rayonnement émis est intense.

Le tableau ci- dessous donne la température au dessous de laquelle le rayonnement de freinage est prépondérant pour divers ions :

Z	1	2	3	4	8	10	13
KT_e(keV)	0,039	0,15	0,35	1,4	2,5	3,9	6,5

Dans le cas d'un plasma contenant plusieurs espèces d'ions, l'intensité spectrale émise par le plasma s'écrit en unités pratiques :

$$I_E = 1,2.10^{-10} n_e \frac{e^{-E/KT_e}}{E^{1/2}} \sum_{\text{ions } i} n_i Z_i^2 \left(1 + \frac{0,0272}{KT_e} Z_i^2 \sum_{p_i} \frac{1}{p_i^3} \cdot e^{\frac{0,0136 Z_i^2}{p_i^2 KT_e}}\right) \text{keV/keV.m}^3\text{.st.s}$$

avec $n_e, n_i (cm^{-3})$, KT_e(keV), E(keV) (5.12)

La figure (V-2) représente les courbes $I\omega_{\text{libre-lié}}/I\omega_{\text{libre-libre}}$ pour divers Z en fonction de la température.

c) Mesure de température :

D'après les expressions ci-dessus, on constate qu'à partir du spectre X en haute fréquence ($E > KT_e$) émis par le plasma, on peut déduire aisément se température; puisqu'on peut, en effet, écrire :

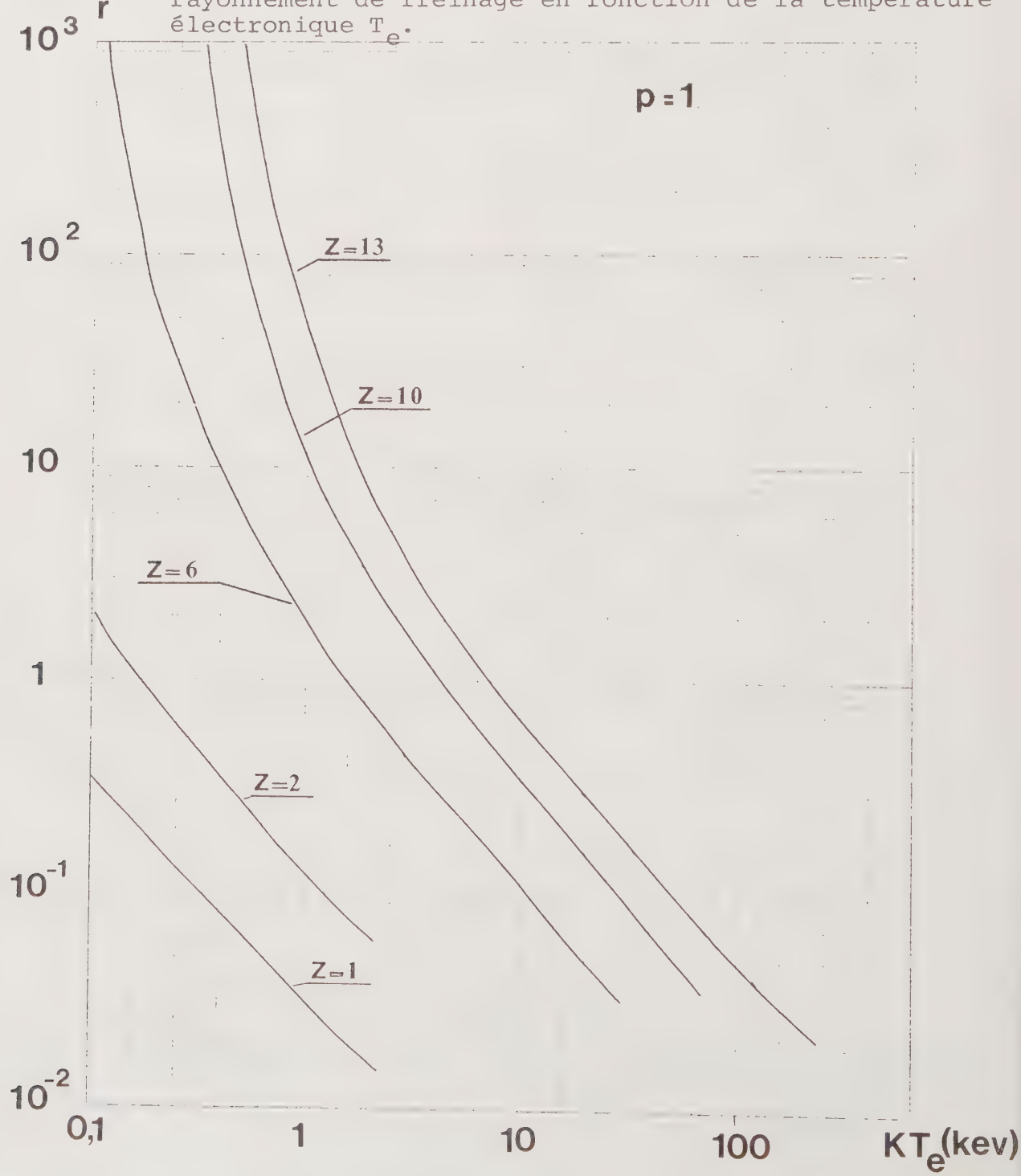
$$\ln I_E = -\frac{E}{KT_e} - \frac{1}{2} \ln E + C^{te} \qquad (5.13)$$

Puisque l'on peut négliger les variations de ln E devant celles de E, la pente de la courbe ln I_E en fonction de l'énergie donne directement la température.

Comme on l'a vu dans la partie IV, il peut exister dans le plasma créé par faisceau laser deux populations électroniques de températures différentes. Si le plasma était homogène,

l'intensité du rayonnement émis par celui-ci à un instant donné serait la somme des contributions de chaque population, et, en désignant respectivement par (T_b, T_h) et (n_b, n_h) les températures et les densités des populations électroniques froides et chaudes, aurait pour expression : $I_E = \frac{c}{E^{1/2}}(n_b e^{-E/T_b} + n_h e^{-E/T_h})$ (5.14)

Figure V-2 : Rapport r du rayonnement de recombinaison au rayonnement de freinage en fonction de la température électronique T_e.



dans le cas d'un rayonnement de recombinaison négligeable. Sont tracés, figure (V-3), quelques spectres X obtenus alors pour divers rapports n_h/n_b et diverses températures. On constate que la présence d'électrons chauds est marquée à partir d'une énergie de quelques keV.

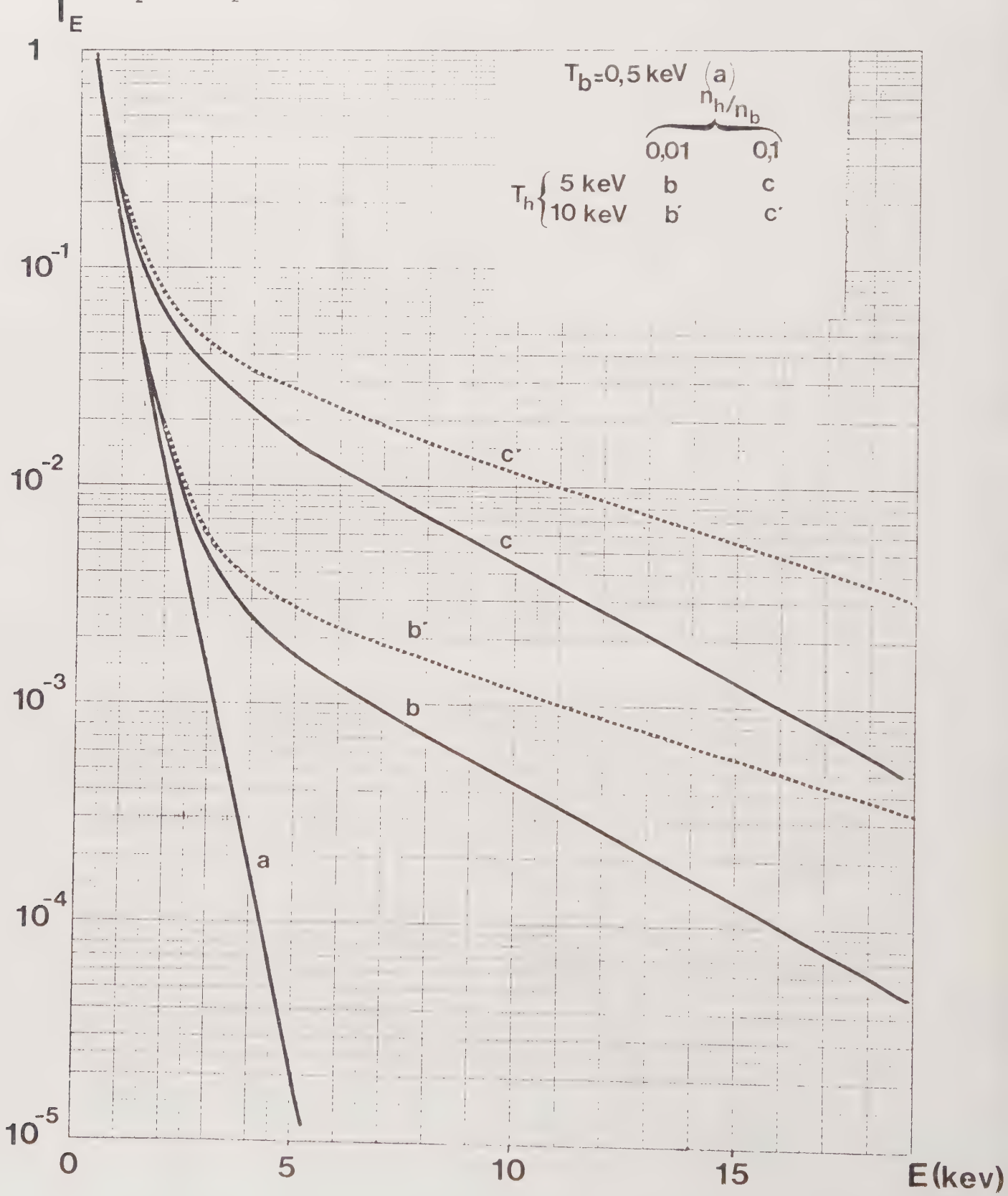
En réalité, un plasma créé par faisceau laser n'est pas homogène et l'émission X dépendra des profils de densité et de température. Dans un tel milieu, seule la couronne, c'est à dire la partie du plasma située en-dessous de la densité critique est véritablement chaude. On peut, en première approximation, la considérer de température basse constante. Au vu des expressions (5.7) et (5.10), le rayonnement X mou, qui est émis par la population d'électrons froids, sera plus important aux hautes densités. La région légèrement surcritique, chauffée par conduction thermique, a une température un peu inférieure à celle de la couronne mais correspond à une densité 10 à 100 fois plus élevée que n_c. Le rayonnement X mou sera, finalement, dû à cette zone surcritique seule, comme l'indique la figure (V-4) résultat d'une simulation hydrodynamique.

Le profil de densité des électrons rapides n'est pas connu. Si ceux-ci sont bloqués par un mécanisme de réduction de flux dans la couronne, l'émission sera due à la couronne. S'ils peuvent pénétrer librement dans la zone surcritique, l'émission proviendra de cette zone et sera de l'ordre de dix fois supérieure à celle du cas précédent (la densité ionique moyenne de cette zone vaut 10 n_c).

La figure (V-4) correspond au profil de densité et de

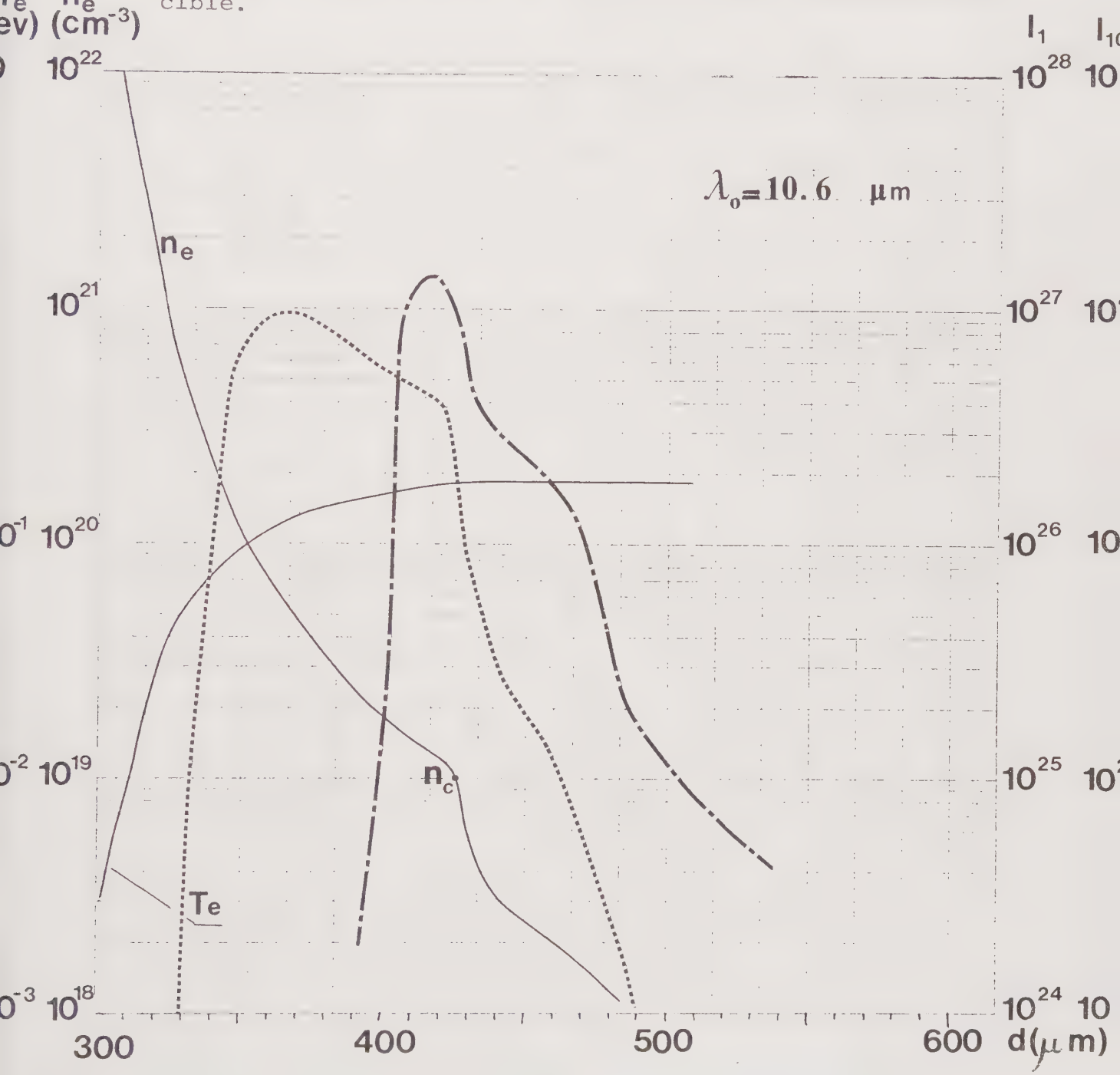
température des électrons froids et au rayonnement X émis respectivement à 1 keV et 10 keV en fonction de la distance à la cible pour l'irradiation d'une cible sous un éclairement :

Figure V-3 : Intensité I_E du rayonnement X (unité arbitraire) émis par le plasma en fonction de l'énergie photonique E .



$I_0 = 3.10^{12}$ W/cm^2 à λ_0=10,6µm, dans une impulsion gaussienne de durée à mi-hauteur 1 ns; 25 % de la lumière laser est absorbée : 6 % en rayonnement de freinage-inverse et 19 % dans des

Figure V-4 : Intensité spectrale du rayonnement X émis à 1keV (---) et à 10 keV (- — -) en fonction de la distance d à la cible.



électrons rapides de température 4 keV.

Sur cette figure, le flux thermique des électrons froids n'est pas limité (f=0,6); cette non limitation permet d'expliquer plus correctement les mesures d'absorption et de températures données dans la partie expérimentale.

La figure (V-5), quant à elle, correspond à l'irradiation d'une cible de terphane également, sous un éclairement de 5.10^{13} W/cm^2 à λ_0=0,53µm dans une impulsion gaussienne de 200 ps de durée à mi-hauteur; 80% du rayonnement laser incident est absorbé, par rayonnement de freinage inverse. Là aussi, le flux des électrons thermiques est non limité.

Ces deux figures ont été composées à partir de résultats du code hydrodynamique monodimensionnel FILM |32| pour les conditions précédentes.

Comme on peut le remarquer, les intensités spectrales du rayonnement X émis par le plasma entre 1 et 10 keV, support des mesures de température "basse", présentent un maximum pour une densité supérieure par un facteur 5 au plus à la densité critique. Les températures mesurées seront donc légèrement inférieures à la température coronale; elles ne différeront, au maximum, que d'un facteur 2, dans les deux interactions précédentes.

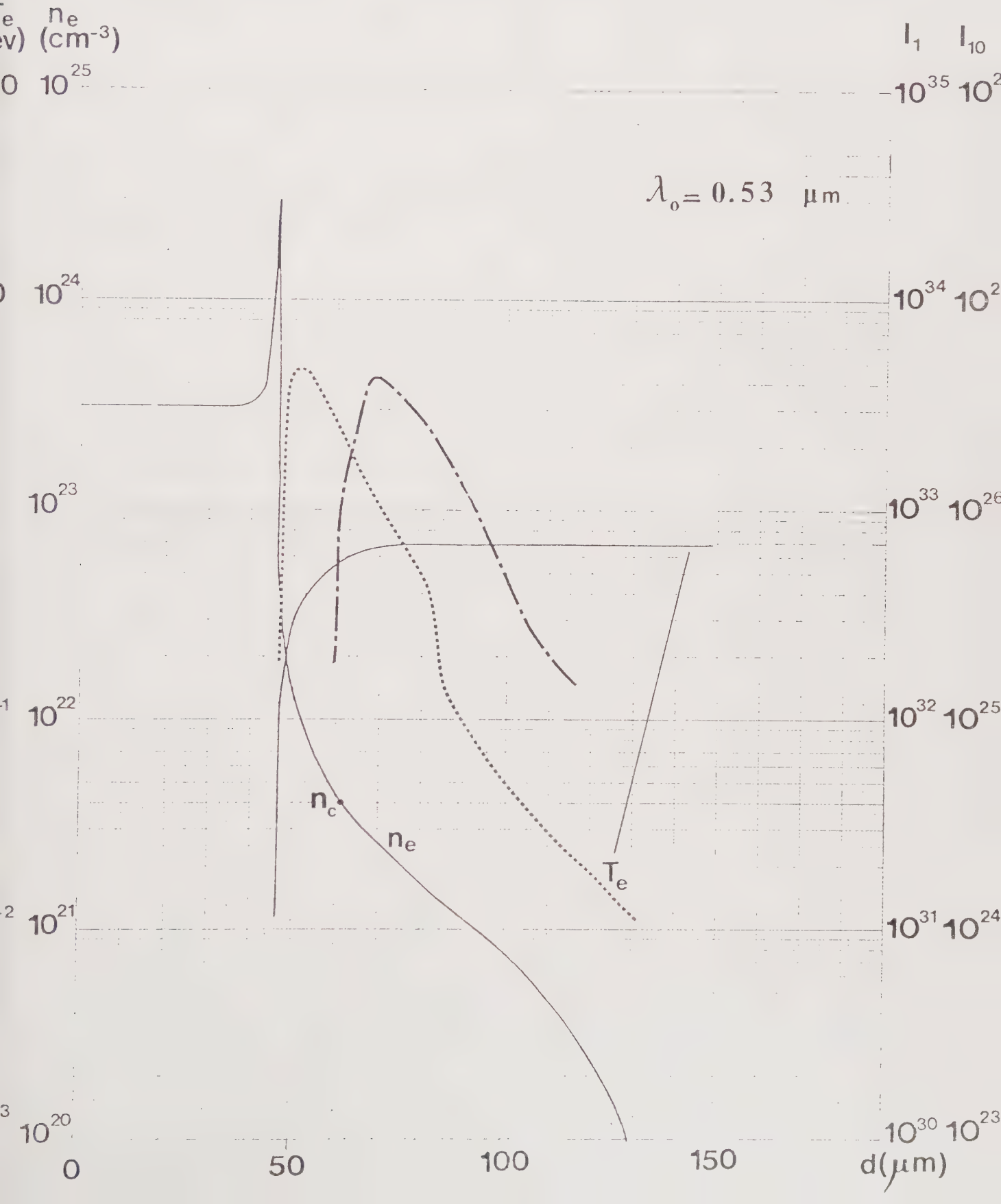
Il faut noter que dans l'interaction à λ_0 =10,6µm donnée précédemment, la température mesurée par $I_{1-10keV}$ est pratiquement identique à la température coronale.

d) Rayonnement lié-lié (raies)

Dans nos expériences, seul le rayonnement X d'énergie

supérieure à 1 keV a été détecté. On peut supposer que ce rayonnement X est du rayonnement continu uniquement s'il n'existe pas de raies détectables par notre spectromètre.

Figure V-5 : Intensité spectrale du rayonnement X émis à 1keV (---) et à 10 keV (- — -) en fonction de la distance d à la cible.



La raie la plus intense correspond à la transition :

$n' = 2 \rightarrow n = 1$.

Ci-dessous, sont données les fréquences de cette raie $\hbar\omega = Z^2 E_H (\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2})$ pour divers corps :

	H	C	O	Al
$\hbar\omega$(keV)	0,01	0,37	0,65	1,7

Au vu de ce tableau, on constate que les canaux de détection du rayonnement X centrés sur 1 keV pourront être utilisés jusqu'à l'oxygène. Pour un plasma d'aluminium, seuls les canaux détectant le rayonnement X au-dessus de 3 keV pourront être exploités.

e) Détermination de l'énergie des électrons rapides :

Ce spectre continu permet de remonter à une grandeur particulièrement importante dans les études concernant le préchauffage des cibles à fusion : l'énergie contenue dans les électrons rapides. Le principe du calcul est dû à Brueckner [33].

Un électron rapide perd son énergie par collisions, soit avec les électrons froids, soit avec les ions, ces dernières donnant lieu à l'émission du rayonnement de freinage. En raison du faible rapport de la masse électronique à la masse ionique, ce sont par les premières que l'électron rapide perdra pratiquement toute son énergie. Les autres processus de perte d'énergie, par exemple les champs électrostatiques, seront négligés.

On peut écrire l'énergie perdue par unité de distance parcourue par un électron de vitesse $v >> v_T$: $\frac{dW}{dx} = - \frac{\nu_{ee}}{v} W$ (5.15)

où ν_{ee} désigne la fréquence de collision de transfert d'énergie électron-électron dont l'expression est :

$$\nu_{ee} = 8\pi \frac{n_e e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 m^2 v^3} \ln \Lambda \text{ avec } \Lambda = \frac{\lambda_D}{\hbar/mv}$$

soit finalement : $$\frac{dW}{dx} = - 2\pi \frac{n_e e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2} \ln \Lambda \qquad (5.16)$$

. D'après la partie V-a, la densité d'énergie rayonnée par unité de longueur parcourue s'écrit pour des ions de charge moyenne $\langle Z \rangle$ e :

$$\frac{d^2 E_r}{d\hbar\omega dx} = 2 \times 4\pi \times \frac{\eta\omega}{v} \qquad (5.17)$$

Le facteur 2 correspond aux deux polarisations du rayonnement émis, le facteur 4π à une intégration sur tout l'espace d'un rayonnement supposé isotrope.

. Si l'on note W_0 l'énergie initiale d'un électron rapide ($W_0 >> KT_e$), l'énergie émise à ω par cet électron au cours de son ralentissement vaut :

$$\frac{dE_r}{d\hbar\omega} = \int \frac{d^2 E_r}{d\hbar\omega dx} dx = \int_{\hbar\omega}^{W_0} \left(\frac{d^2 E_r}{d\hbar\omega}\right) \left(\frac{dx}{dW}\right) dW$$

qui donne, à partir de (5.16) et (5.17) :

$$\frac{dE_r}{d\hbar\omega} = - \frac{e^2}{24\pi^3 \varepsilon_0^3 c^3 m\hbar} \int_{\hbar\omega}^{W_0} n_i \langle Z^2 \rangle G \frac{1}{W} \left(\frac{dx}{dW}\right) dW$$

$$= - \frac{e^2}{3\pi^2 \varepsilon_0 c^3 m\hbar} \int_{\hbar\omega}^{W_0} \frac{n_i}{n_e} \langle Z^2 \rangle \frac{G}{\ln\Lambda} dW \qquad (5.18)$$

Si la densité d'électrons chauds est négligeable devant celle des électrons froids, on a, par quasineutralité : $n_e = \langle Z \rangle n_i$.

Le logarithme coulombien variant peu avec la densité, la formule précédente apparait, dans le cas où la charge ionique est constante, indépendante des zones de densité où l'électron est ralenti.

L'énergie rayonnée par une population d'électrons rapides $f(W_0)$ s'écrit :

$$\frac{d\mathcal{E}_r}{d\hbar\omega} = \int_{\hbar\omega}^{\infty} \frac{dE_r}{d\hbar\omega}(W_0, \hbar\omega) f(W_0) dW_0$$

$$= -\frac{e^2}{3\pi^2 \varepsilon_0 c^3 m\hbar} \frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle Z \rangle} \int_{\hbar\omega}^{\infty} \frac{G}{\ln\Lambda} dW \int_{W}^{\infty} f(W_0) dW_0 \qquad (5.19)$$

Les spectres X durs obtenus expérimentalement seront, comme nous le verrons, en e^{-E/KT_h}, ce qui implique une distribution électronique chaude maxwellienne. Si l'on prend une distribution de la forme $f(W_0) = \frac{n_h}{KT_h} e^{-W_0/KT_h}$, on obtient :

$$\frac{d\mathcal{E}_r}{d\hbar\omega} = -\frac{e^2}{3\pi^2 \varepsilon_0 c^3 m\hbar} \frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle Z \rangle} n_h KT_h \, I(\hbar\omega) \qquad (5.20)$$

en appelant $R(\hbar\omega)$ l'intégrale $\int_{\hbar\omega}^{\infty} \frac{dW}{KT_h} \frac{G}{\ln\Lambda} \int_{W}^{\infty} e^{-W_0/KT_h} \frac{dW_0}{KT_h}$

$R(\hbar\omega)$ a été calculé par Brueckner par intégration numérique en prenant pour G l'approximation empirique d'Elwert, plus juste que celle de Born :

$$G = \frac{q'}{q} \frac{1-e^{-2\pi q}}{1-e^{-2\pi q'}} \ln \frac{q'+q}{q'-q} \qquad (5.21)$$

q et q' étant définis comme au chapitre V-a. Les courbes tracées sur la figure (V-6) donnent $R.\ln\Lambda$ correspondant à diverses

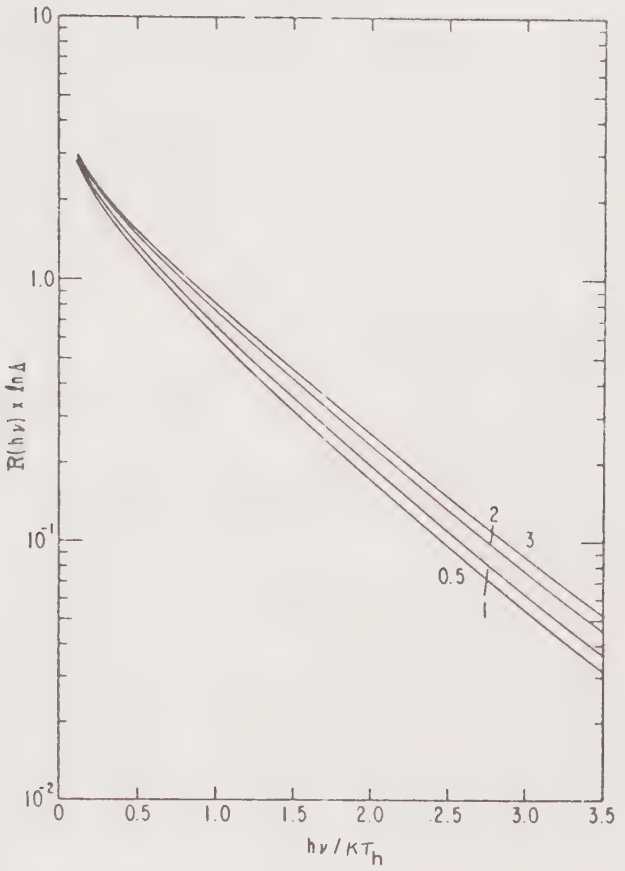


Figure V-6

valeurs du paramètre : $\lambda = \frac{Ze^2}{2\varepsilon_0 \hbar v_h} = 0,733 \frac{Z}{(KT_h)^{1/2}}$ avec KT_h en keV

pour : $\ln\Lambda = \ln \left(\frac{\lambda_D}{\hbar/mv_T}\right)$

On constate qu'à partir de $\hbar\omega = KT_h$, R est maxwellien et de pente KT_h. On peut donc déduire l'énergie des électrons rapides $n_h KT_h$ par l'expression en Joules :

$$E_{rap} = n_h KT_h = 2,62.10^{-11} \frac{\langle Z \rangle}{\langle Z^2 \rangle} \frac{1}{R(\hbar\omega)} \left(\frac{d\varepsilon_r}{d\hbar\omega}\right) \qquad (5.22)$$

pour $\hbar\omega \geq KT_h$, puisqu'alors $\left(\frac{d\varepsilon_r}{d\hbar\omega}\right) \frac{1}{R(\hbar\omega)} = C^{te}\ (\hbar\omega)$.

C'est avec réserve que l'on pourra dire que cette énergie correspond effectivement à celle contenue dans les électrons rapides. Ces derniers peuvent perdre, en fait, leur énergie plus rapidement en raison des champs électrostatiques de charge d'espace existant aux bords du plasma. Il faut considérer que

les électrons vont, dans leur mouvement, accélérer des ions du plasma pour respecter la quasi-neutralité. (5.22) fournira donc une valeur minimale de cette énergie.

2) Population ionique :

L'énergie du faisceau laser est absorbée principalement par les électrons, que ce soit par l'absorption résonnante, le rayonnement de freinage inverse ou par les instabilités paramétriques. Ce sont les collisions entre électrons et ions et l'accélération électrostatique qui chauffent ensuite les ions. Cette population ionique peut donc refléter la population électronique.

En collectant, dans un certain angle solide, les ions du plasma au cours de son expansion, il est possible de retirer de l'information quant à la température de ce plasma.

Dans le cas d'un problème plan, son expansion peut être décrite simplement par un modèle autosemblable isotherme. Ce modèle qui suppose qu'il y a quasineutralité et que la température ionique est nulle à l'instant initial conduit à un spectre de vitesses ioniques dont l'expression est, à un instant t quelconque, pour une espéce d'ions de charge Ze et de masse m_i :

$$\frac{dn_i}{dv_i} = - n_0 t \, e^{- v_i / c_s} \qquad (5.23)$$

avec c_s la vitesse acoustique ionique $\sqrt{\frac{ZKT_e}{m_i}}$.

En supposant qu'à un instant t_0, les vitesses ioniques sont figées (fin de l'interaction laser, par exemple), le nombre d'ions arrivant sur un collecteur situé à une distance ℓ du plasma entre les instants t et t+dt, sera :

$\frac{dn_i(t)}{dt} = \frac{dn_i}{dv_i} \frac{dv_i}{dt}$; Si $\ell >> c_s t_0$, on aura $t = \frac{\ell}{v_i}$ et par suite :

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = n_0 t_0 \ell \frac{1}{t^2} e^{-\ell/c_s t} \qquad (5.24)$$

dont l'allure (figure V-7) présente un maximum à l'instant $t = \ell / 2c_s$.

Si R est la résistance du dispositif de collection, on peut simplement relier le spectre des vitesses ioniques à la tension V(t) aux bornes du collecteur à l'instant t : $V(t) = R\, Ze \frac{dn_i}{dt}$, soit :

$$\frac{dn_i}{dv_i} = \frac{dn_i}{dt} \cdot \frac{dt}{dv_i} = - \frac{V(t)}{Ze\ell R} .t^2 V(t) \qquad (5.25)$$

Dans le cadre d'un plasma réel contenant deux populations d'électrons froids et chauds, Wickens et Allen |34| ont proposé pour l'exploitation des signaux de collecteurs d'ions, dont la figure (V-8) représente une allure typique, un modèle d'expansion libre autosemblable à deux températures. Dans le cas d'électrons chauds (resp. froids) de faible densité par rapport à celle des électrons froids (resp. chauds), ce modèle redonne les résultats du premier modèle avec pour vitesse acoustique celle correspondant à la température basse (resp. haute). Cependant, ce modèle ne peut expliquer, en fait, les signaux dus aux ions lents, pour la simple raison que ces ions proviennent plutôt des zones de densités surcritiques chauffées par conduction thermique (et donc ignorées dans le modèle ci-dessus) que des zones souscritiques où il y a là effectivement

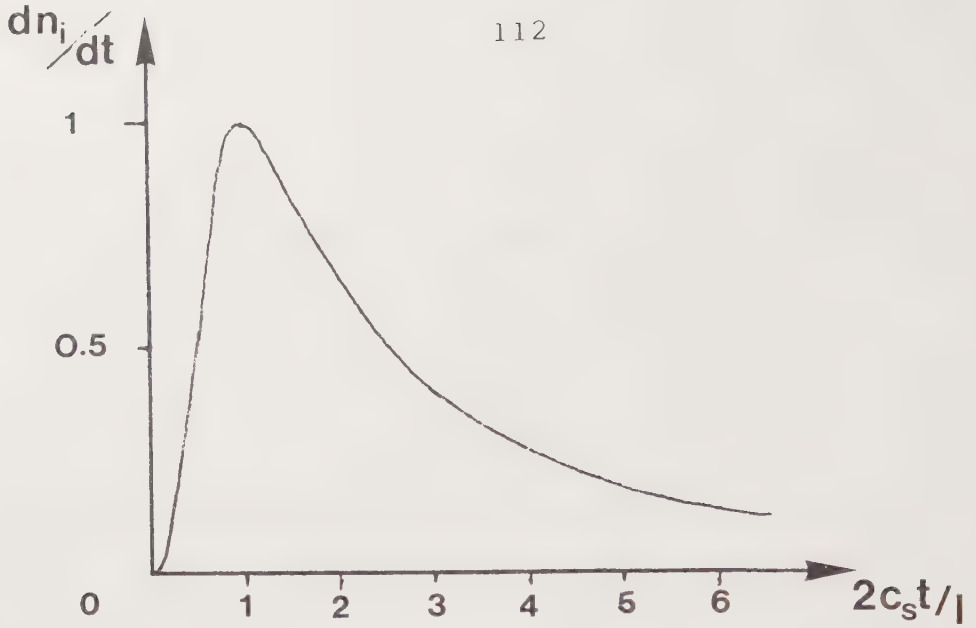


Figure V-7 : Evolution temporelle du nombre d'ions collectés.

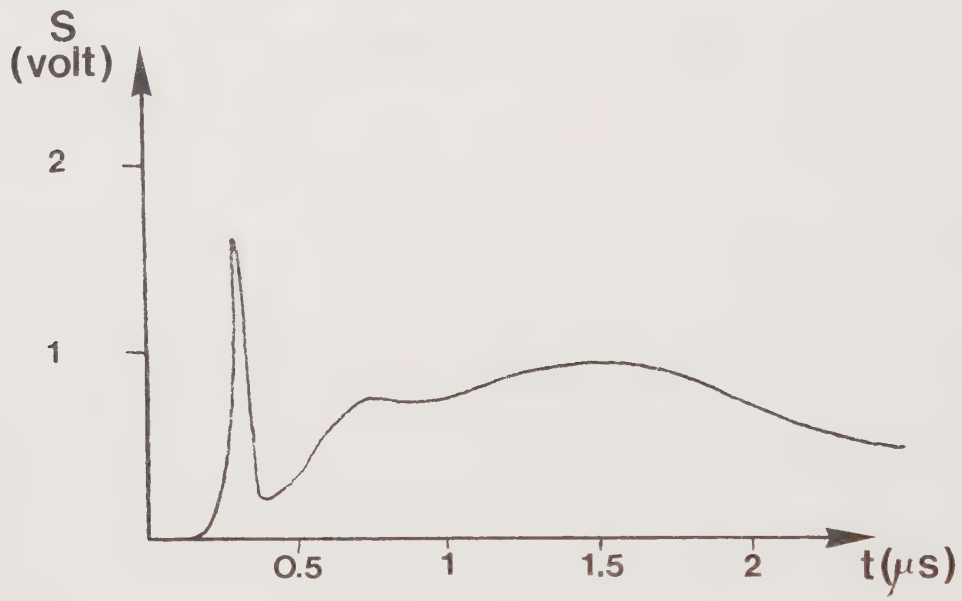


Figure V-8 : Evolution temporelle typique d'un signal S donné par un collecteur d'ions avec un tir à λ_0 =10,6μm de 10^{12}W/cm^2 sur une cible de terphane.

accélération électrostatique, mais qui sont beaucoup moins denses. Aussi seuls les signaux de collecteur dus aux ions rapides seront exploités par ce modèle.

C. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Nous décrivons les deux lasers utilisés en précisant leurs caractéristiques qui nous ont été utiles, le dispositif de focalisation sur la cible, puis le spectromètre X avec le principe du dépouillement des spectres obtenus et, enfin, rapidement, la structure du collecteur utilisé et la détection du "$3/2\omega_0$".

1) Description des lasers de puissance utilisés :

a) Laser à gaz carbonique :

Ce laser est du type TEA, opérant par excitation transverse d'un mélange gazeux composé de CO_2, He et N_2. Il permet de déliver à la cadence de deux tirs par minute une impulsion puissante dont les caractéristiques sont les suivantes |35|

longueur d'onde : 10,6µm
énergie : 8 - 12 J
largeur de l'impulsion à mi-hauteur : 1 ns
puissance maximale : 12 GW
diamètre du faisceau : 72 mm

La structure du laser est représentée figure (V-9).

Un cristal d'AsGa couplé à un éclateur permet de ne laisser entrer dans la chaîne d'amplification qu'une des impulsions envoyées toutes les 12 ns par l'oscillateur. La cuve de SF_6 , placé après, supprime les éventuelles pré- et post-impulsions et permet d'assurer un contraste, c'est à dire un rapport préimpulsion - impulsion principale, de l'ordre de 10^{-6}. En cours de manipulation, seul un contraste supérieur à 5.10^{-4} a pu être apprécié.

Au cours des manipulations, l'énergie de chaque tir était déterminée au moyen d'un détecteur IR (photon drag) de temps de montée de l'ordre de 1 ns étalonné au moyen d'un calorimètre GENTEC. L'utilisation de ce détecteur rapide a permis de s'affranchir d'éventuelles préimpulsions qui étaient considérées par le calorimètre.

b) Laser à Néodyme :

Il s'agit d'un laser à amplificateur en verre dopé au néodyme(figure (V-10)). Il permet de délivrer des impulsions de

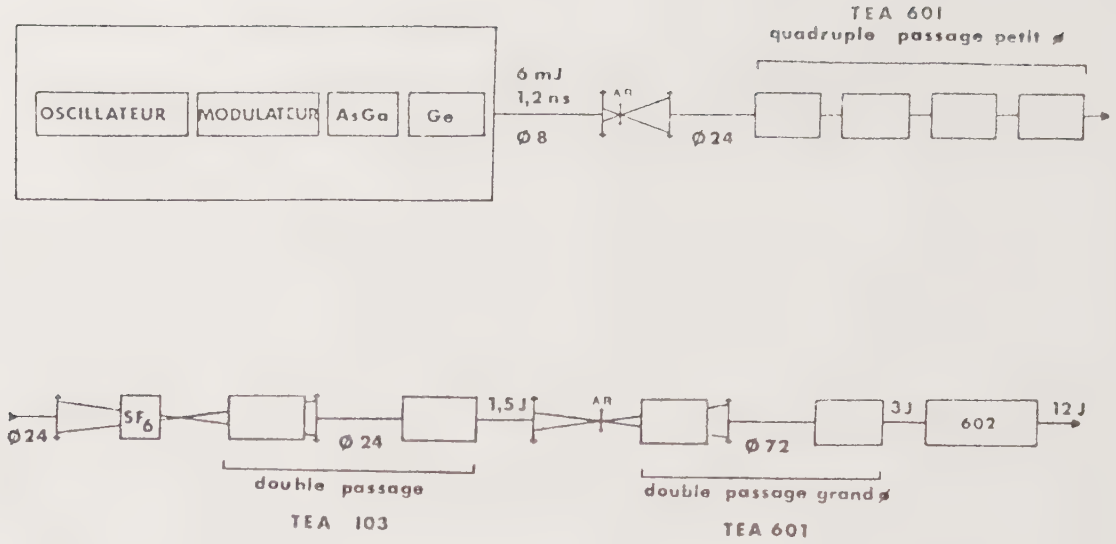


FIGURE V-9 : Schéma de principe du laser à CO_2.

100-200 ps ou des impulsions de 1-2 ns (à mi-hauteur) à une longueur d'onde de 1,06µm. Celles-ci peuvent ensuite être doublées en fréquence et même quadruplées. Leurs caractéristiques moyennes sont résumées dans le tableau ci-dessous [36] :

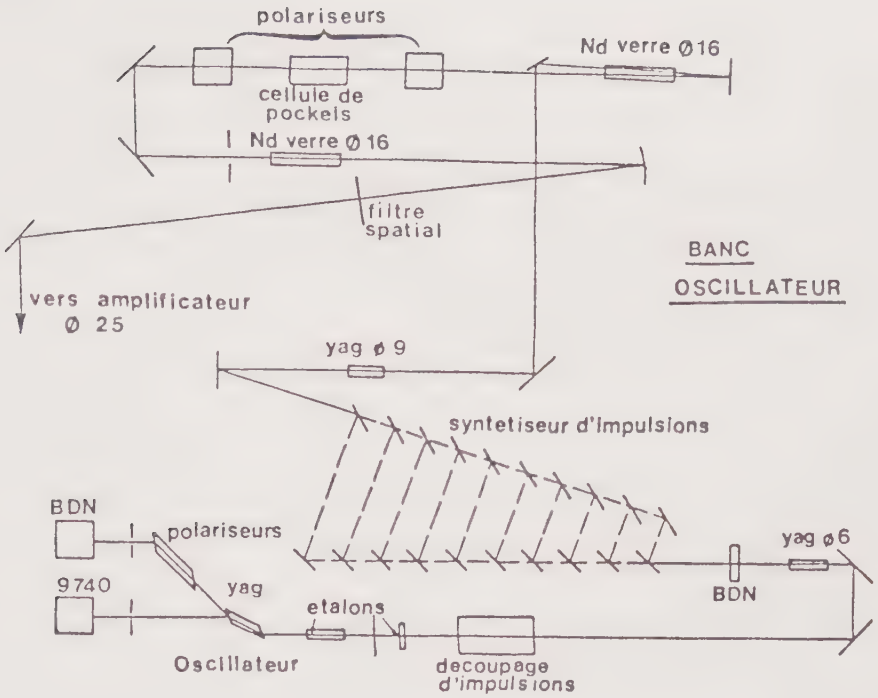
Longueur d'onde	1,06µm		0,53µm		0,26µm
durée impulsion à mi-hauteur	200 ps	2,5 ns	200 ps	2,5 ns	200 ps
énergie totale	27 J	85 J	13,5 J	30 J	5 J
puissance moyenne	135 GW	35 GW	65 GW	12 GW	25 GW

Un contraste moyen de 10^{-5} peut être réalisé.

2) Focalisation de l'énergie sur la cible :

Expérience utilisant le laser à CO_2:

Le faisceau délivré fut focalisé au moyen d'un miroir sphérique off-axis à longue focale (1,20 m) sur une cible en terphane (ou mylar) de structure chimique $C_{10}H_8O_4$ et d'épaisseur 50µm, placés tous les deux dans une enceinte où régnait un vide



BANC OSCILLATEUR

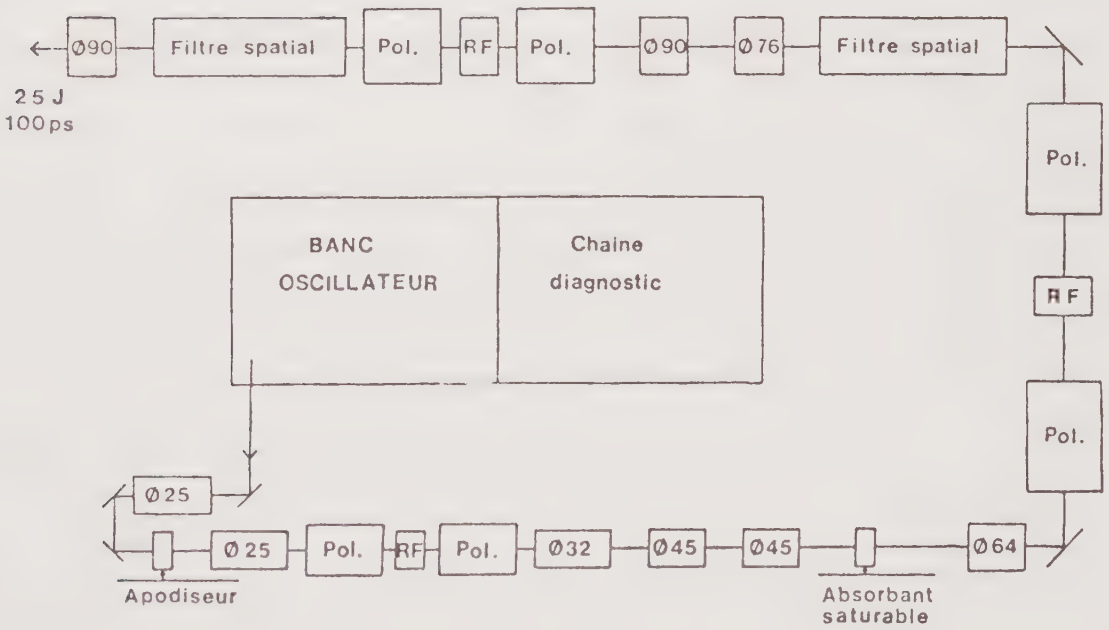


Figure V-10 : Chaîne du laser à Néodyme
RF : rotateur de Faraday
Pol : polariseur

de 10^{-5} Torr environ.

L'utilisation de ce miroir longue focale permet une irradiation de la cible sous faible ouverture; le 1/2 angle d'ouverture focalisé est de 3,5°. La distribution d'énergie dans la tache focale est obtenue par impacts sous vide sur du papier thermosensible et par atténuations successives du faisceau avec des feuilles minces de terphane. Le diamètre focal à mi-énergie est de 370± 50µm, ce qui donne d'après le paragraphe précédent un éclairement moyen de 4.10^{12} W/cm^2 pour une énergie délivrée de 8 J. Le foyer est grossièrement un cylindre, dont le diamètre est celui de la tache focale et la longueur, qui a été déterminée à partir du signal X émis à très haute énergie 50 keV, est estimée à 1 mm.

Expérience utilisant le laser au Nd :

C'est toujours sur du Mylar que le faisceau a été focalisé, mais cette fois au moyen d'une lentille de 45 cm de focale et permettant un 1/2 angle d'ouverture du faisceau focalisé de 5,5°. 50 % de l'énergie sont localisés dans un disque de diamètre estimé à (200 ± 50)µm.

L'éclairement moyen réalisé est donc pour les différents régimes :

λ	1,06 µm	0,53 µm	0,26 µm	
durée impulsion				
200 ps	$2\text{-}3.10^{14}$	$1\text{-}2.10^{14}$	5.10^{13}	W/cm^2
2,5 ns	5.10^{13}	2.10^{13}		

Nous avons utilisé le laser uniquement à la longueur d'onde λ_0 = 0,53µm et en impulsion de durée 200 ps.

3) Description du spectromètre :

a) Principe

Ce dispositif permet d'étudier le rayonnement X suivant la méthode dite "des absorbants".

On sait qu'une feuille d'une certaine épaisseur d d'un certain corps ne laisse passer qu'un rayonnement photonique d'énergie supérieure à une valeur seuil E_c déterminée par $\mu(E_c)d=1$, μ étant le coefficient d'absorption photonique du corps en question. Si on utilise un corps de numéro atomique assez élevé, celui-ci présente pour des énergies de l'ordre de quelques keV une raie K qui se traduit par une élévation très nette de μ. Cette raie K se traduit par la coupure du spectre transmis par la feuille au dessus de E_c. Dans le cas où l'on étudie, comme ici, des plasmas caractérisés par une émission X maxwellienne, la coupure K de l'absorbant couplée à la diminution du spectre émis amène l'absorbant à ne plus laisser passer le rayonnement d'énergie supérieure à E_K. On constitue ainsi un filtre passe bande dont la coupure basse énergie est déterminée par l'épaisseur de la feuille et dont la coupure haute énergie est déterminée par la raie K de l'absorbant.

Dans les plasmas créés avec le matériel présenté plus haut, le rayonnement X intéressant est situé dans la zone 1-50 keV. Le dispositif qui a été utilisé a permis de couvrir la zone 1-70 keV au moyen de dix canaux de détection, chaque canal étant composé d'un filtre en énergie, autrement dit d'un absorbant et d'un détecteur. L'apparition du spectre dû aux électrons chauds se produisant pour quelques keV, l'étude correcte du spectre nécessite plus de canaux de bandes plus

étroites pour ces énergies.

Deux types de détecteurs ont été placés derrière les absorbants.

De 1 à 10 keV, ce sont des diodes Quantrad comportant une couche active de 250µm de silicium supportant une couche passive d'épaisseur 0,8µm qui ont été choisies. Le rayonnement X est absorbé par effet photoélectrique dans la couche active. Ces diodes présentent l'avantage de ne pas nécessiter d'amplification de leurs signaux. Ceux-ci s'apparentent à des impulsions triangulaires dont la largeur à la base est d'environ 20 ns; l'intensité maximale qu'elles peuvent délivrer est de l'ordre de 100 mA. Leur réponse en énergie est donnée par la figure V-11.

Au-dessus de 10 keV, les scintillateurs sont mieux adaptés. Ici, ont été utilisés des cristaux d'iodure de sodium d'épaisseur 1 mm. C'est le rayonnement de fluorescence (visible) dont le temps de décroissance est de 200 ns qui est ensuite détecté par un photomultiplicateur. Les photomultiplicateurs étaient du type Radio-technique 56 T.V.P. dont le gain dépasse 10^8.

Les caractéristiques de l'ensemble des canaux sont répertoriées dans le tableau (V-1). Pour les canaux à faible énergie, le Beryllium a été utilisé comme absorbant; sa coupure basse énergie est d'environ 1 keV pour 25µm; il ne présente pas de coupure haute énergie, l'énergie de sa raie K ne valant que 200 eV.

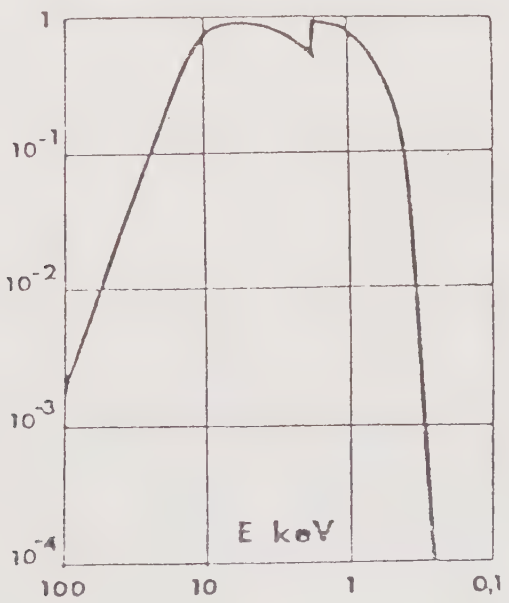
Tableau V-1 Différents canaux X utilisés

N°	Absorbant	Détecteur	Zone de sensibilité (KeV)
1	Be 25 µ	Diode P.I.N*	1 - 1.5
2	Be 125µ	Diode P.I.N.	1.4 - 2.1
3	Ti 20 µ	Diode P.I.N.	3 - 5
4	Fe 25 µ	Diode P.I.N.	5 - 7.1
5	Ni 25 µ	Diode P.I.N.	6 - 8.3
6	Zn 50 µ	Diode P.I.N.	7 - 9.7
7	Al 500µ	NaI** 1 mm	10 - 20
8	Sn 250µ + Al500µ	NaI 1 mm	20 - 29
9	Gd 600µ + Al500µ	NaI 1 mm	30 - 50
10	Ta 500µ + Al500µ	NaI 1 mm	50 - 66

* Diode P.I.N. de chez Quantrad, 250µ de silicium de couche active

** Scintillateur suivi d'un photomultiplicateur

Figure V-11 : Courbe de réponse d'une diode PIN en fonction de l'énergie photonique E reçue.



b) Calibration :

La sensibilité d'une diode est facilement connue. On sait qu'une paire électron - trou est créée par un photon de 3,66 eV absorbé par le silicium. Le profil temporel de la réponse permet de trouver la relation liant la tension à ces bornes à l'énergie absorbée. Les diodes utilisés ont des caractéristiques identiques à quelques % près.

La sensibilité d'un canal haute énergie (scitillateur + PM) est déduite de la réponse de celui-ci à l'absorption d'un photon d'énergie connue précisément, tel que ceux que délivrent une source radioactive. Une source d'^{241}Am émettant des photons de 60 keV a permis une détermination de la réponse du canal avec une précision de 50 %.

La calibration relative des canaux a été effectuée en utilisant des absorbants identiques et, comme source de rayonnement X, le plasma créé par faisceau laser. Dans le montage utilisé, cette calibration n'a varié que de 5 % suivant les tirs. Les incertitudes de lecture et des signaux délivrés sur les oscilloscopes et les calibrations précédentes conduisent à des mesures absolues d'énergie absorbée entachées d'une erreur de 10 % dans les canaux à diode et de 50 % dans les canaux à P.M. La mesure absolue d'une intensité X dur est ainsi définie à un facteur 2 près. Les mesures de température qui ne font intervenir que des valeurs relatives de canaux semblables ne sont, par contre, entachées que d'une erreur de 20 % au maximum pour un tir donné.

c) Montage :

Il a été nécessaire d'installer devant les absorbants de

tous les canaux des aimants afin d'écarter les électrons rapides sortant du plasma. Ceux-ci pouvaient soit être détectés directement par les diodes, soit rayonner par fluorescence dans les absorbants pour les canaux basse énergie ou encore rayonner par fluorescence dans les scintillateurs pour les canaux haute énergie. De simples aimants permanents créant un magnétique de l'ordre de 0,07 Tesla sur 4 cm permettent d'écarter les électrons d'énergie inférieure à 100 keV.

Afin de protéger le dispositif contre le rayonnement X dur émis par les parois de l'enceinte, sous l'effet des électrons rapides qui les atteignent, un blindage de 3 mm de plomb entourait le dispositif. Un second blindage de même épaisseur était disposé autour des deux canaux les plus "durs", 30-50 keV et 50-66 keV.

Le signal émis par le canal (30-50 keV) était très facilement exploitable (10 % de bruit); le second canal dur (50-66 keV) l'était moins (50 % de bruit) et n'a pu être utilisé pour la mesure de température.

d) Dépouillement des résultats :

Celui-ci se fait par comparaison de l'amplitude des signaux donnés par les différents canaux et de leurs valeurs calculées à partir d'un spectre fixé à l'avance. Si une différence notable (c'est à dire dépassant une certaine précision) existe entre les deux groupes de réponses, le spectre utilisé pour le calcul est retouché. Plusieurs calculs successifs permettent d'ajuster le spectre de base aux réponses expérimentales.

Ce processus de comparaison est effectué automatiquement

par un programme itératif. Les coefficients d'absorption dans le domaine X des matériaux utilisés donnés par Mc Master |37| permettent de calculer pour un spectre X $S(h\nu)$ le spectre transmis par cet absorbant $S(h\nu)e^{-\mu(h\nu)d}$. La réponse d'un canal i est dès lors :

$$R_i = \int S(h\nu)\ r_i(h\nu) e^{-\mu_i(h\nu)d}\ d(h\nu),$$

$r_i(h\nu)$ étant la réponse du détecteur (diode, scintillateur). Le spectre est découpé en un certain nombre de zones j; il y prend pour valeurs S_j^n à l'itération n. On peut déterminer alors la réponse R_i^n du canal i. Si $\tilde{R}_i$ est la réponse expérimentale du même canal, le spectre réajusté pour la $(n+1)^e$ itération sera donné par

$$S_j^{n+1} = S_j^n \frac{\sum_i \frac{\tilde{R}_i}{R_i^n} C_{ij}}{\sum_i C_{ij}}$$

avec C_{ij} la contribution de la zone j à la réponse du canal i.

L'ajustement est évidemment d'autant plus rapide et satisfaisant que le spectre choisi au départ est plus proche de la réalité expérimentale. C'est la condition pour que le dépouillement soit réellement automatique. Sinon, le programme n'assure pas une convergence correcte et il est nécessaire de retoucher manuellement le spectre.

4. Collecteur d'ions :

Il s'agit d'un cylindre allongé (collecteur de Faraday) obturé par un diaphragme et polarisé négativement par rapport à un autre diaphragme placé devant, définissant un certain angle solide de collection d'ions. Le champ électrique existant entre les deux diaphragmes repousse les électrons. La forme

en tube du collecteur permet d'éviter la perte des électrons secondaires émis lors de l'arrivée d'un ion.

Le signal collecteur est observé au moyen d'un oscilloscope. L'origine des temps y est donnée par la création d'un courant photoélectrique dans le détecteur dû à l'émission de rayonnement X et UV par le plasma.

5) Rayonnement de pulsation $3/2\ \omega_0$:

Dans l'expérience utilisant le laser à CO_2 , il s'agit donc d'un rayonnement de longueur d'onde 7 µm. L'energie émise étant ici de l'ordre de $10^{-7}\ E_L$ (E_L étant l'énergie transportée par le faisceau laser) soit 1 µJ, sa detection nécéssite la mise en place d'un dispositif assez complexe utilisant une photodiode rapide au HgTe-CdTe refroidie par un bain d'azote liquide afin de réduire le rayonnement thermique ambiant. Ce montage n'a pas été réalisé dans notre expérience.

Dans l'expérience où la longueur d'onde de l'onde laser était 0,53 µm, il nous a été possible de détecter le rayonnement pulsation $3/2\ \omega_0$, autrement dit de longueur d'onde 0,35 µm au moyen d'une cellule photoélectrique rapide.
Le rayonnement émis avait une énergie de l'ordre de $10^{-8}\ E_L$.

CHAPITRE VI

RESULTATS EXPERIMENTAUX

On a étudié le rayonnement X émis par le plasma et les signaux de collecteurs ioniques en fonction de l'incidence du faisceau laser sur la cible, pour deux longueurs d'onde d'irradiation 10,6µm et 0,53µm. Ce dernier étant fixe, c'est, en fait, la rotation de la cible qui a permis cette variation d'incidence. On a pu monter un collecteur d'ions sur le support de la cible pouvant ainsi récolter les ions sortant du plasma dans une direction donnée.

Pour la plus courte longueur d'onde, on a étudié le rayonnement de longueur d'onde λ= 0,35µm, autrement dit de pulsation 3/2 ω_0 (ω_0 : pulsation de l'onde du laser). Le spectromètre étant lié à l'enceinte,le rayonnement X détecté était celui émis par le plasma dans une direction, elle aussi, variable. Cependant, le rayonnement X émis dans ces énergies 1-60 keV et pour les éclairements de nos expériences (de l'ordre de 10^{12} W/cm^2 à λ_0=10,6µm et de 10^{14} W/cm^2 à λ_0=0,53µm) est isotrope, du moins azimuthalement, c'est à dire dans le plan de rotation de la cible. De nombreux auteurs l'ont constaté pour des éclairements semblables aux nôtres [38,39]. Cette isotropie a permis d'affecter toute variation du spectre X à des causes autres que la géométrie de la détection. Cette isotropie, même dans les X durs, tient au fait que les électrons rapides (énergie E) qui émettent principalement à $\hbar\omega$=E (maximum 70 keV) sont sensibles aux champs électrostatiques de charge d'espace existant au sein du plasma et ceux-ci les obligent à effectuer de nombreux

trajets (aléatoires) dans la couronne, rendant ainsi la distribution de rayonnement isotrope.

A. EXPERIENCE A $\lambda_0 = 10,6\mu m$.

Influence de la focalisation sur le rayonnement X et la température mesurée

La figure (VI-1) représente les signaux de quelques canaux de détection en fonction de la focalisation du faisceau laser sur la cible. On constate qu'un canal est d'autant plus sensible à la focalisation qu'il détecte à plus haute énergie. Une variation de 500µm sur la focalisation fait chuter le signal du canal 9(30-50 keV) d'un facteur 2. C'est ce canal qui, durant toute la manipulation, a permis d'ajuster la focalisation, lors de la rotation de la cible.

La température basse varie avec la focalisation comme les signaux des diodes. La température haute chute très rapidement avec la défocalisation; elle suit les variations du canal le plus dur (canal 9).

Influence de l'incidence sur les températures du plasma et sur l'énergie contenue dans les électrons rapides.

Le champ électrique incident fourni par le laser était dans le plan de rotation de la cible. C'est donc une expérience en polarisation P qui a été réalisée ($\vec{k}_0$, $\vec{\nabla}n_e$, $\vec{E}_0$ coplanaires).

Sur les figures (VI-2), on a représenté les variations des signaux de différents canaux en fonction de l'incidence sur la cible du faisceau laser. Les bandes d'incertitude encadrent l'ensemble des valeurs obtenues pour différents tirs (10 en moyenne) et apparaissent, de ce fait, très grandes. On constate

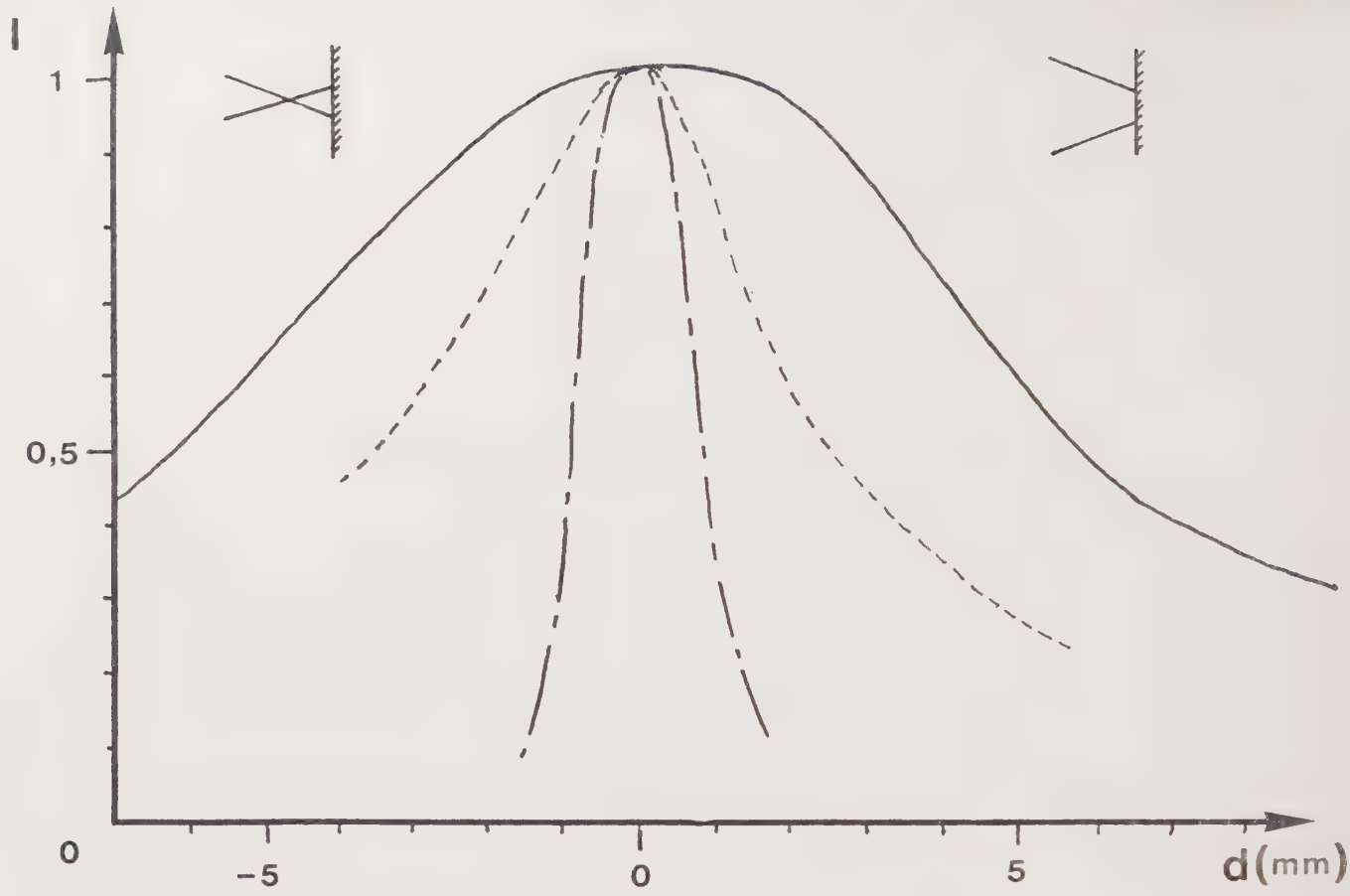


Figure VI-1 : Intensité relative du rayonnement X émis par le plasma en fonction de la distance d de la défocalisation, en incidence normale à la cible dans les gammes d'énergie 1-2 keV (—), 10-20 keV (---), 30-50 keV (- — -).

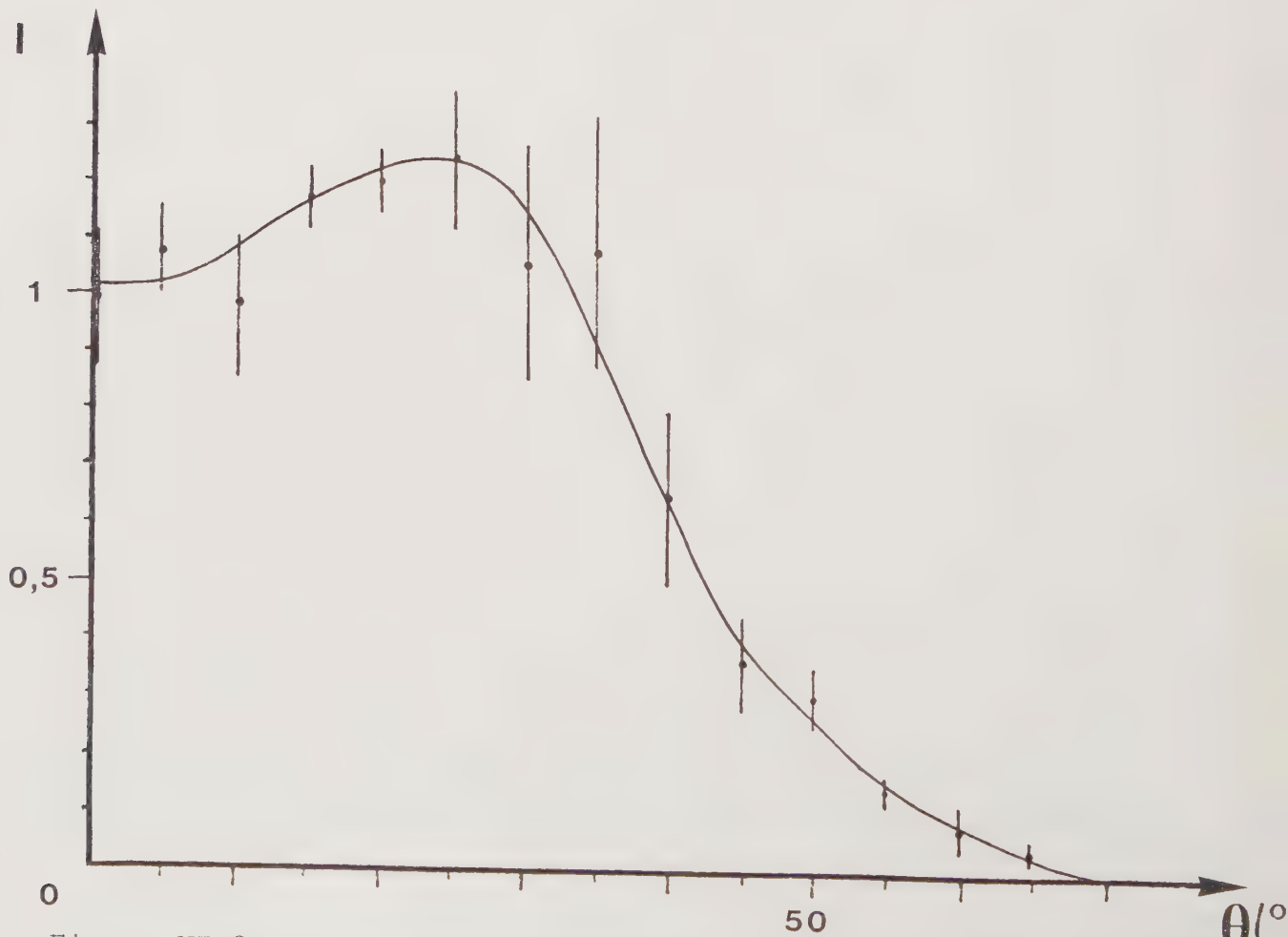


Figure VI-2-a

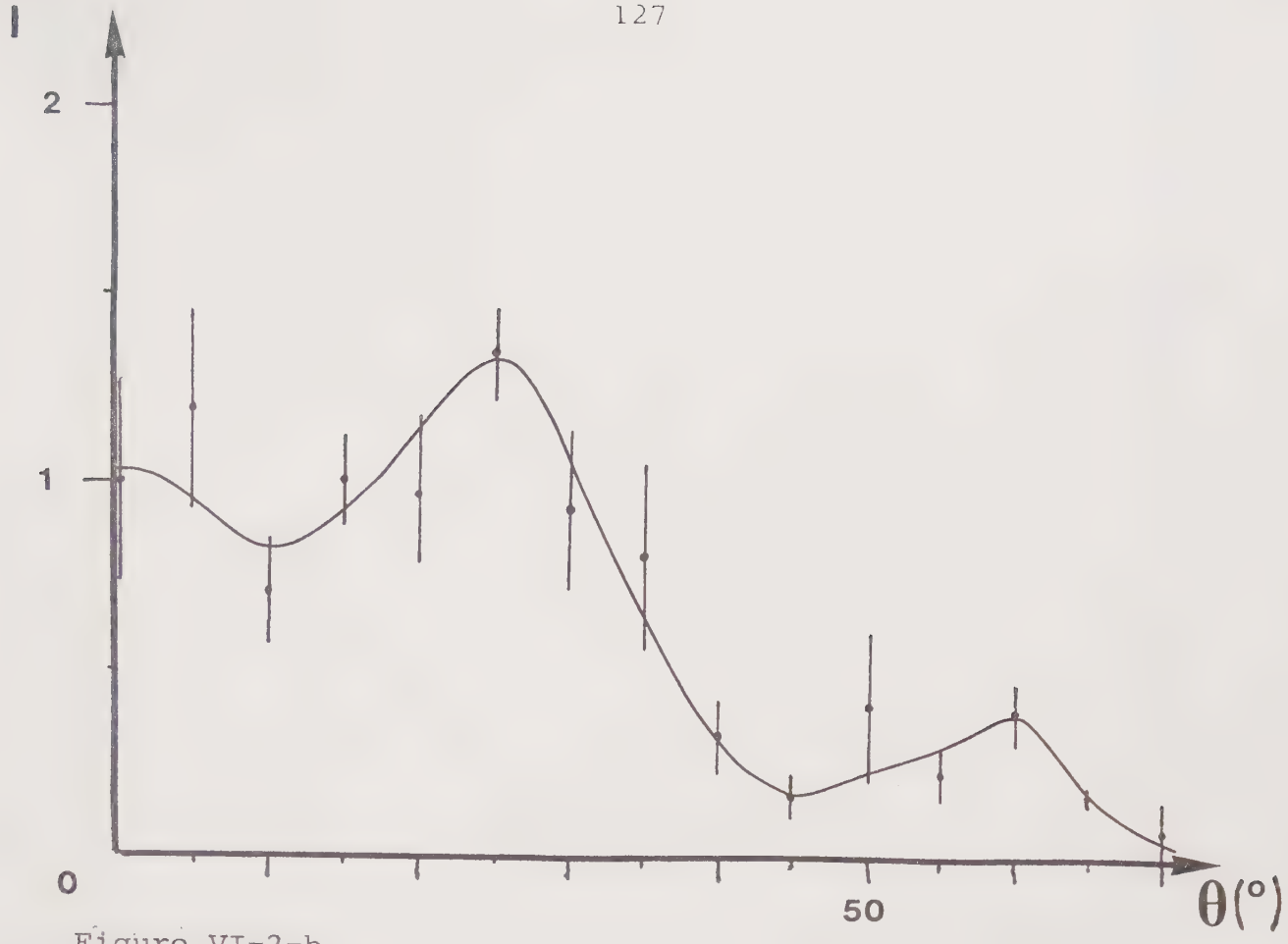


Figure VI-2-b

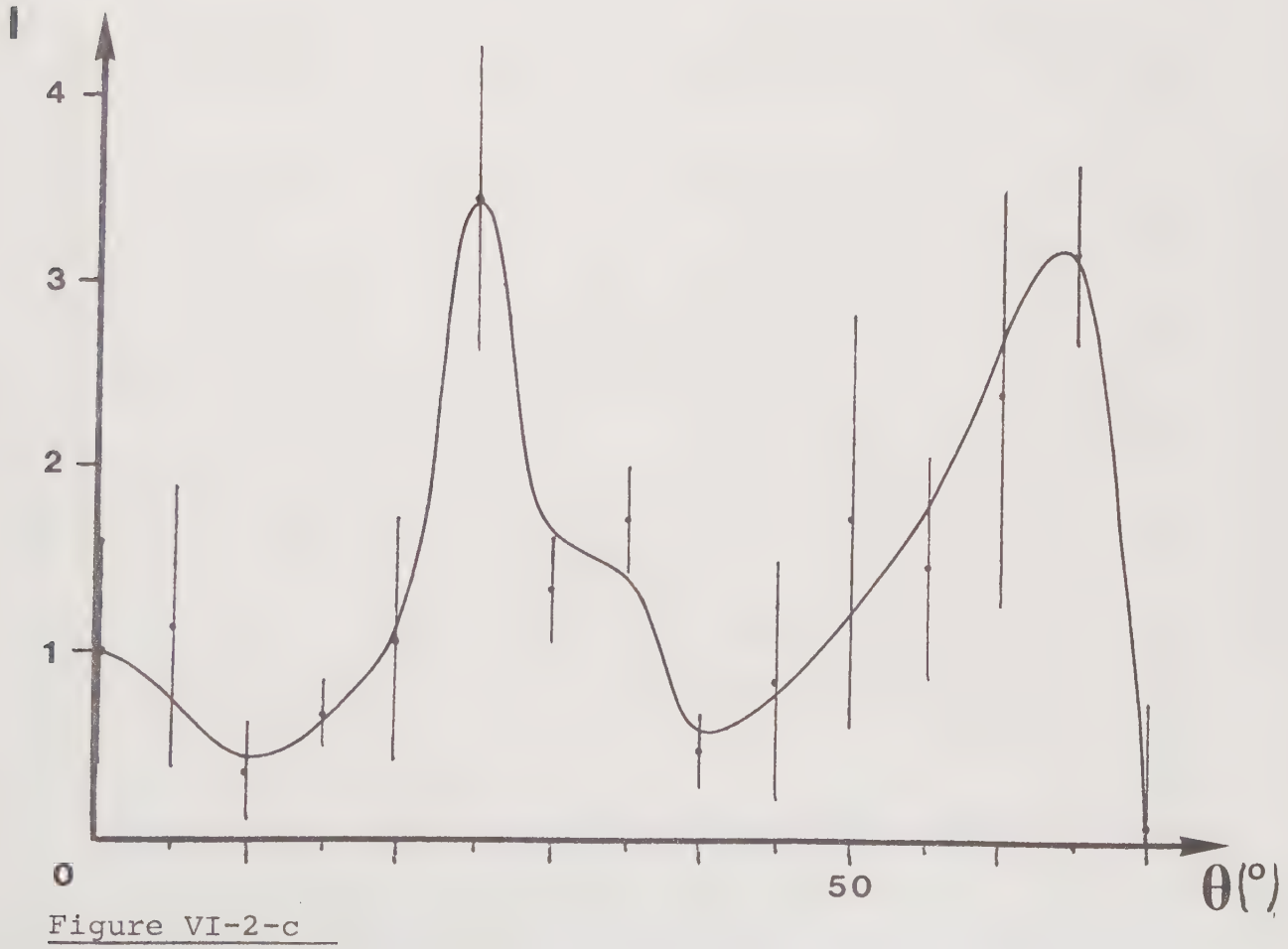


Figure VI-2-c

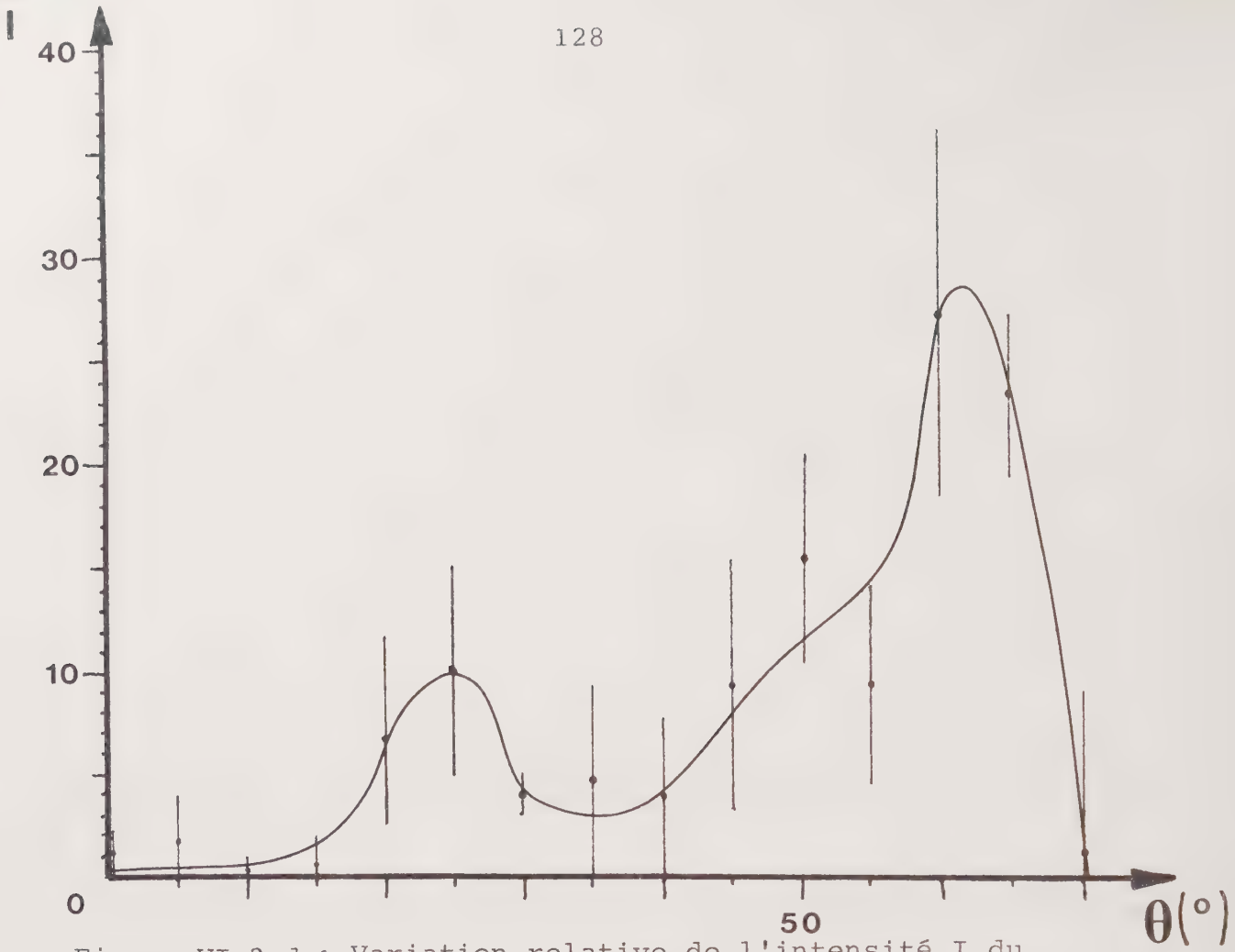


Figure VI-2-d : Variation relative de l'intensité I du rayonnement X dans les bandes d'énergie 1-2 keV(a), 10-20 keV (b), 30-50 keV(c), 50-66 keV (d), en fonction de l'angle d'incidence θ.

encore que ce sont les canaux les plus durs qui sont les plus sensibles à l'incidence. En particulier, entre 1 et 10 keV, on ne remarque qu'une décroissance du signal X lorsque l'angle d'incidence augmente. Les canaux plus durs laissent apparaitre plusieurs phénomènes.

1) Le signal obtenu présente un maximum relatif pour un angle d'incidence situé entre 20 et 25°.

2) Un second maximum apparait autour de 60°; ceci se note déjà sur le canal 10-20 keV. Il est très accentué à plus haute énergie.

3) 2 minima apparaissent à 10° et 45°.

Ces signaux conduisent finalement aux spectres de rayonnement dont des exemples typiques pour certains angles d'incidence sont donnés sur la figure (VI-3). On peut y remarquer la

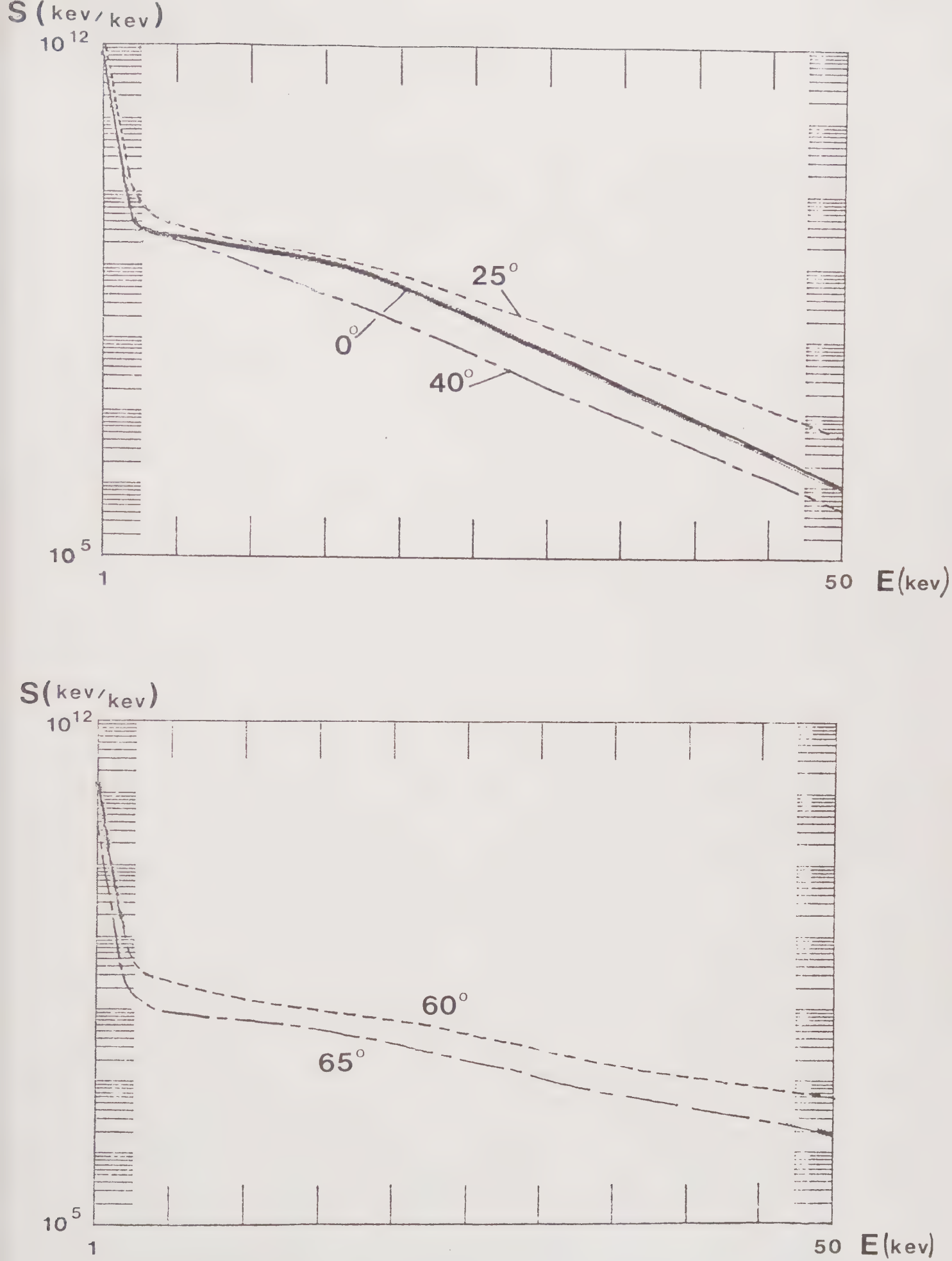


Figure VI-3 : Spectre S du rayonnement X émis dans 2π stéradians pour divers angles d'incidence; en fonction de l'énergie photonique E.

présence de deux populations électroniques maxwelliennes de températures différentes. De ces spectres, on a pu tirer l'évolution de la température haute en fonction de l'incidence (figure VI-4-b). Un léger maximum apparait cette fois entre 20° et 25°, indiquant une température d'environ 6 keV. Une élévation très marquée apparait à 60°; la température y vaut 12 keV. Pour θ =70°, la température indiquée ne correspond qu'à quelques tirs (50 % des tirs); en effet, dans les mêmes conditions expérimentales, de nombreux tirs n'ont donné lieu à aucun signal dans le domaine d'énergie du rayonnement X dur, c'est à dire d'énergie supérieure à 10 keV. Aucune température ne pouvait, dans ces cas, être déterminée.

Quant à la température basse (figure VI-4-a), elle reste sensiblement constante de θ=0° à θ=65°, avec deux légères montées pour les angles θ=25° et θ=60°. Au vu de la figure V -4, cette température mesurée correspond à celle de la zone légèrement surcritique associée au pic d'émission X mou (énergie voisine de 1 keV). Mais on peut remarquer que sur toute la zone de forte émission, la température ne varie que très peu et est quasiment identique à la température coronale. La figure VI-4a ne montre pas de variation en $\cos \theta^{0,8}$ (courbe - ——— -) comme le donne le modèle exposé en V-1. Cela tient au fait que les électrons sont chauffés par l'intermédiaire de l'absorption résonnante ou d'instabilités paramétriques qui forment des électrons rapides, ces derniers fournissant de l'énergie aux autres électrons en se ralentissant. Le rayonnement de freinage inverse n'intervient qu'assez faiblement dans l'absorption et donc dans le chauffage électronique, comme on le verra un peu plus loin.

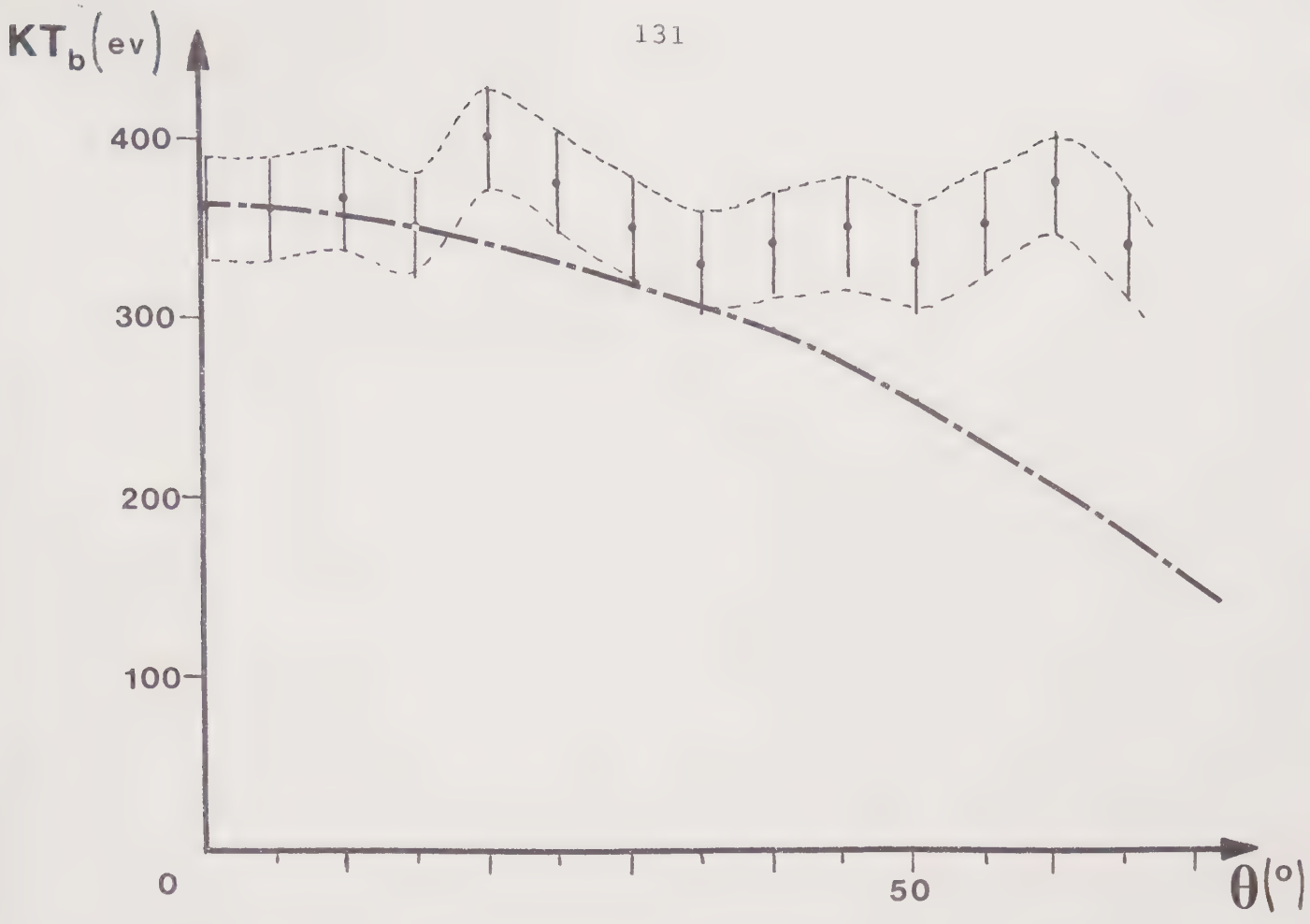


Figure VI-4-a : Dépendance de la température basse T_b en fonction de l'incidence.

La température haute correspond à celle obtenue par l'expression donnée par Estabrook et Kruer et résultant d'une simulation effectuée pour un angle d'incidence où l'absorption résonnante est la plus efficace |40|.

$$KT_h = 1{,}2.10^{-5} (KT_b)^{0,25} \left| I_0 \left(\frac{\lambda_0}{1{,}06\mu m} \right)^2 \right|^{0,39}$$

On obtient, en effet : $KT_h = 5{,}2$ keV pour $KT_b = 0{,}4$ keV et $I_0 = 5.10^{12} W/cm^2$.

Sur la figure (VI-5-a) qui donne les variations d'énergie contenue dans les électrons rapides, on constate une chute très nette de celle-ci à partir de 20-25° et une très légère remontée autour de 60°.

La difficulté d'irradier une cible en incidence très oblique avec un éclairement à peu près constant ne nous a pas

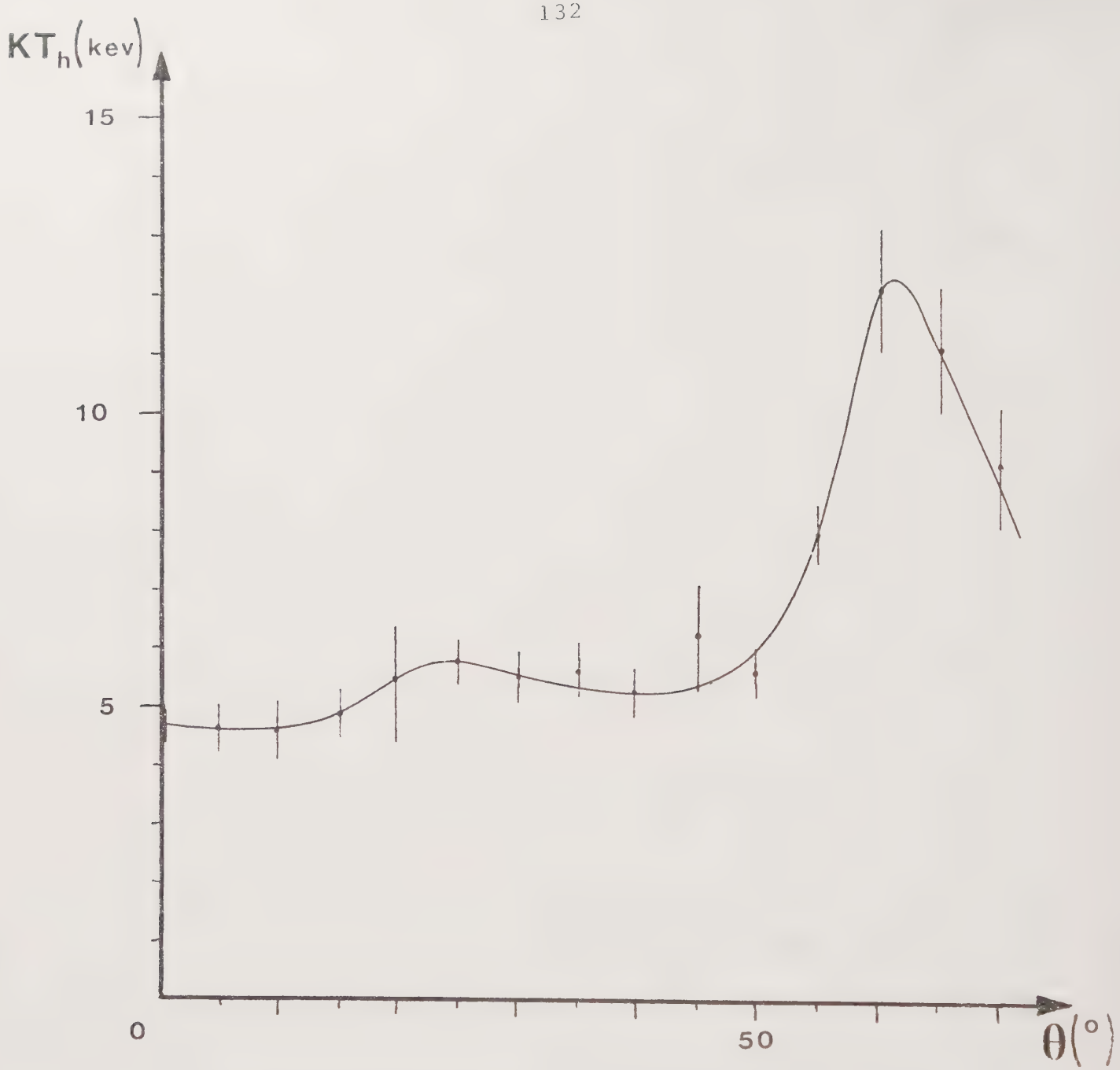


Figure VI-4-b : Température haute T_h en fonction de l'incidence.

permis de dépasser un angle d'incidence de 70°.

La figure (VI-5) donne le rapport de l'énergie des électrons rapides à l'énergie absorbée. Cette dernière n'a pu être mesurée durant les manipulations. Cela tient au fait que la méthode la plus précise de mesure qui est constituée par la sphère d'Ulbricht ne permet l'utilisation d'aucun autre diagnostic. Les mesures d'énergie absorbée utilisées proviennent d'une expérience précédente [41] réalisée avec le même laser, la même cible et le même éclairement. Cette manipulation n'a

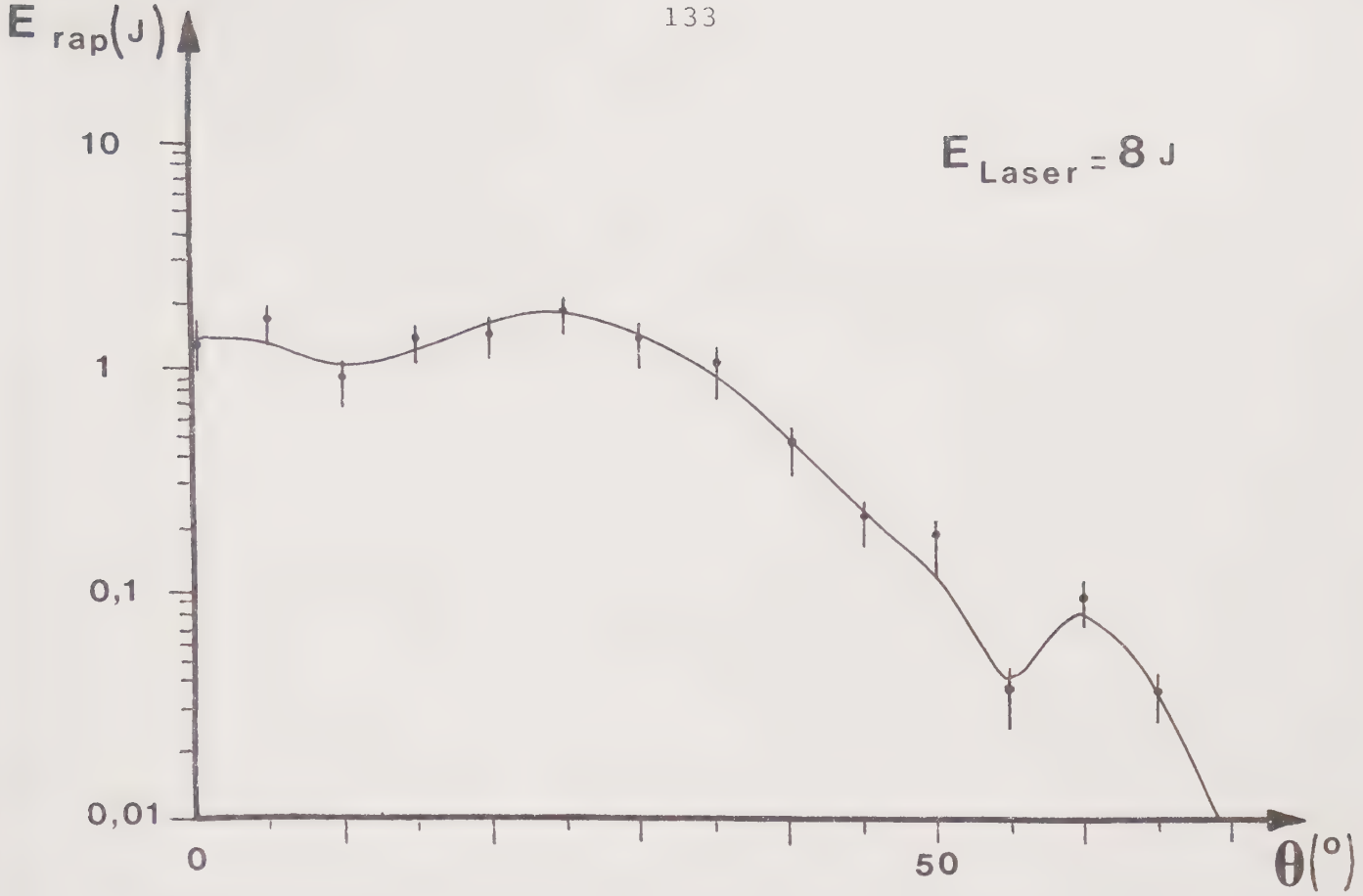


Figure VI-5-a : Energie E_{rap} contenue dans la population d'électrons rapides en fonction de l'incidence; les bandes d'incertitude correspondent aux erreurs de dépouillement et de calibration relative des différents canaux.

été effectuée que pour des angles inférieurs à 50°. Ceci explique la troncature d'angle sur la figure(VI-5-b et c).

Les valeurs moyennes indiquées sont affectées d'une incertitude liée à la calibration absolue en énergie des photomultiplicateurs utilisés comme détecteurs. Celle-ci n'a pu être réalisée qu'avec une précision de 50 %. Les bandes d'incertitude recouvrent alors les résultats donnés usuellement par les codes hydrodynamiques, qui donnent une énergie de l'ordre de 80 % à 90 % de l'énergie absorbée dans les électrons rapides, pour $\theta = 25°$. La quantité d'énergie absorbée par rayonnement de freinage inverse est, en effet, très faible dans ce type d'expérience qui utilise un faisceau laser de grande longueur d'onde à laquelle correspond une faible densité de coupure dans le plasma créé. Cette proportion a été calculée pour les différentes incidences en supposant une longueur de gradient égale à 100 µm,

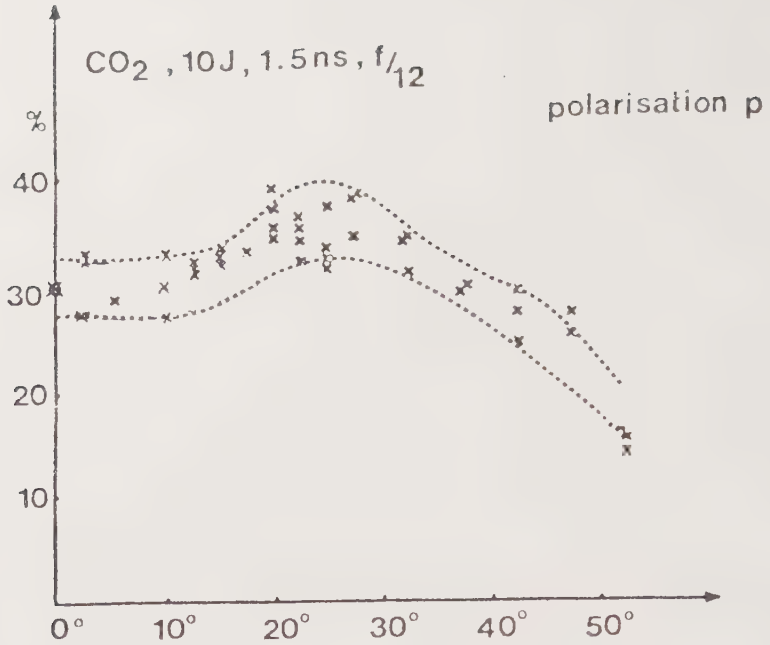


Figure VI-5-b : Mesures de l'absorption en fonction de l'angle d'incidence.

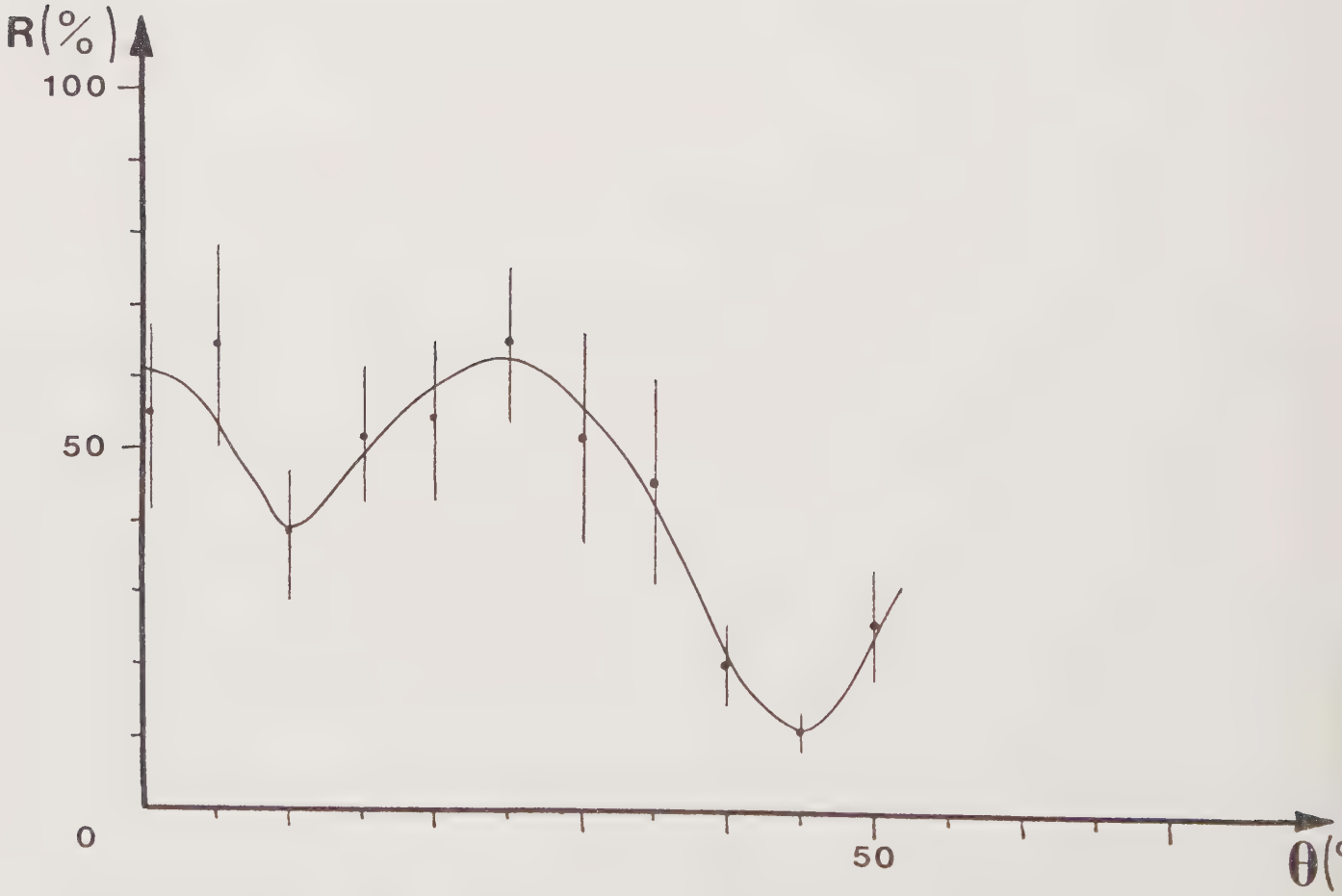


Figure VI-5-c : Rapport R de l'énergie E_{rap} à l'énergie E_{abs} en fonction de l'incidence.

valeur correspondant au produit $c_s\tau$ pour une température de 0,4 keV et une durée correspondant au maximum de notre impulsion "laser", soit 800 ps. Nous avons utilisé la relation correspondant à un profil exponentiel :

$$A = 1-e^{-2\ \nu_c/c\ L\ \cos^3\theta}$$

avec ν_c fréquence de collision à la densité critique, dont la valeur est déterminée à partir de l'expression (2.62)

θ(°)	0	10	20	30	40	50	60	70
A(%)	9	8	7	5,5	3,9	2,3	1,1	0,35

En fait, cette longueur de gradient peut être beaucoup plus faible, en raison d'un raidissement de profil au voisinage de la densité critique.

Toutes les courbes données précédemment présentent un maximum relatif pour un angle compris entre 20° et 25°. Si celui-ci est affecté raisonnablement à la présence d'absorption résonnante, on peut calculer une longueur de gradient de densité au niveau de la couche critique. Ce type d'absorption est caractérisé par un coefficient de conversion (du champ EM de l'onde laser en champ électrostatique) proportionnel à la fonction :

$$\Phi(\tau) = \Phi\left((k_0 L)^{1/3}\sin\theta\right)$$

qui présente un pic à :

$(k_0 L)^{1/3}\sin\theta = 0{,}8$ (figure VI-6)

Ceci nous donne, quant à nos résultats, pour θ=20-25°

$L \simeq 10\text{-}20\,\mu m$

en accord avec les mesures

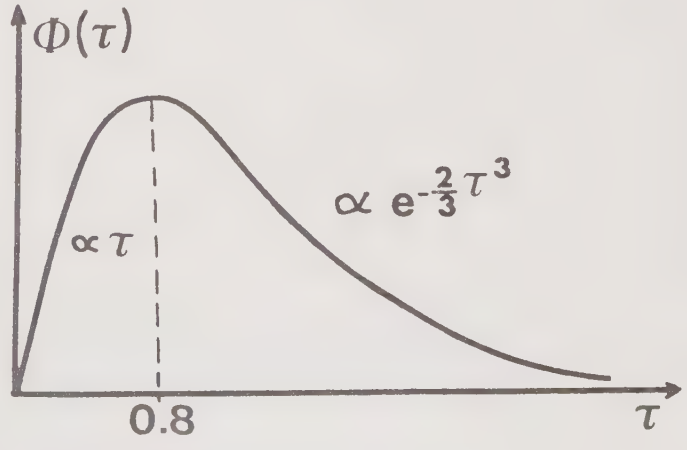


Figure VI-6
Absorption résonnante : fonction $\Phi(\tau)$

d'absorption |39| ; cette valeur est cependant supérieure d'un facteur 3 environ au résultat que l'on obtient à partir de l'expression obtenue au moyen de simulations numériques d'absorption résonnante

$$L/\lambda_D = |I_0 (\lambda_0/1{,}06\mu m)^2 \times 4{,}7.10^{-19}|^{-0{,}48}$$

donné par Estabrook |40| (L≃5µm) ; tout ceci ignore la présence d'éventuelles ondulations de la couche critique.

Dans un profil caractérisé par une longueur L de 20µm, l'absorption n'est alors que de 1,7 % à 0° et 0,5 % à 50°.

Ce sont donc essentiellement les mécanismes de génération d'électrons rapides qui chauffent le plasma.

La présence à 0° d'une énergie importante dans les électrons rapides peut s'expliquer soit par l'existence d'ondulations de la couche critique, soit par l'existence d'un mécanisme supplémentaire de génération d'électrons rapides, par exemple l'instabilité de décomposition d'un photon en un plasmon et un phonon, qui pour un éclairement de 4.10^{12} W/cm^2 à λ_0=10µm est déclenchée. Son seuil de déclenchement est de l'ordre de 10^{11} W/cm^2 pour L=10µm.

L'influence de la pente des ondulations sur l'absorption résonnante a été étudiée théoriquement |42| . La courbe (VI-7) a été obtenue pour un angle d'ondulation de 15 et 21°. Ce dernier angle est celui qui s'adapte le mieux à la courbe expérimentale d'absorption (figure VI-5-b). Ce nouveau profil ne présente plus de minimum pour θ=0° mais est caractérisé par un applatissement entre 0° et 25°.

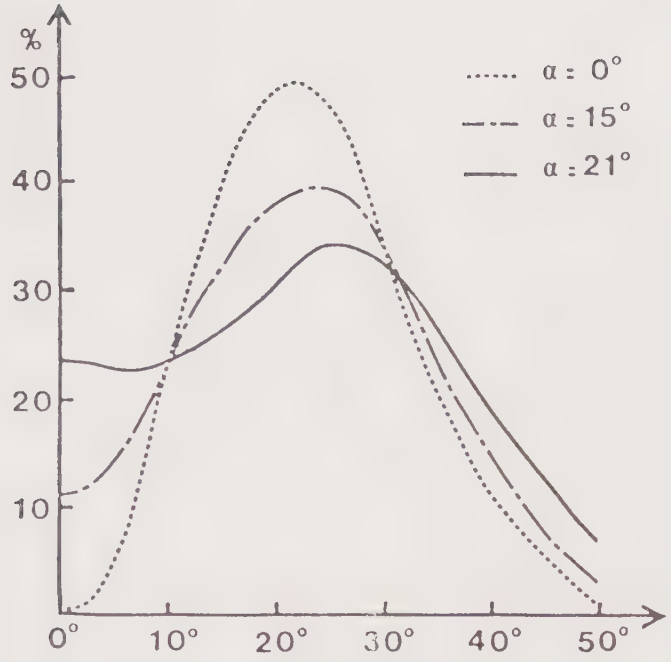


Figure VI-7 : Absorption résonnante d'une onde P sur une surface ondulée en fonction de l'angle d'incidence.

Il faut noter que l'incertitude absolue sur le repérage de la normale à la cible est de l'ordre de ±1°; ajoutée à l'incertitude sur la connaissance de l'angle d'incidence défini à ± 3° d'après l'ouverture finie du système de focalisation, un angle θ est entaché d'une erreur absolue de ± 4°.

A partir de 45°, les signaux donnés par les canaux de détection du rayonnement X dur croissent pour culminer à 60° environ. Le profil de la courbe donnant l'énergie contenue dans les électrons rapides diffère de ceux de la figure VI-6, pour θ>40° puisqu'alors s'opère une remontée de cette énergie (figure VI-5-a).

Remarquons que l'angle θ'd'incidence du rayonnement laser au passage de la densité $n_c/4$ évolue en fonction de l'angle d'incidence θ suivant la courbe (VI-8). On a :

$$n \cos\theta' = (n^2 - n^2 \sin^2\theta')^{1/2} = (\cos^2\theta - n_e/n_c)^{1/2} \text{ d'après (V-A).}$$

$$\text{soit } \cos\theta' = \left(\frac{\cos^2\theta - n_e/n_c}{1 - n_e/n_c}\right)^{1/2}$$

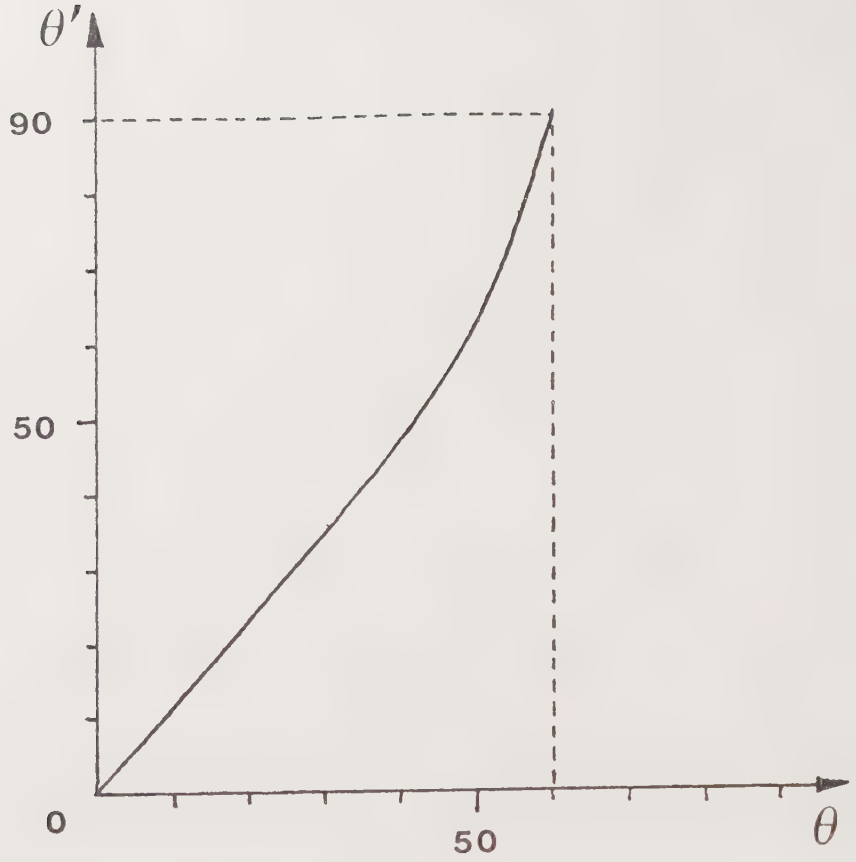
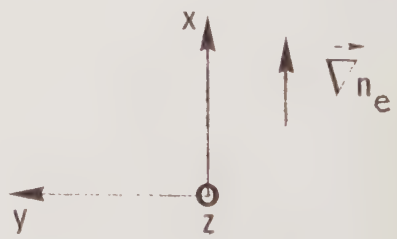


Figure VI-8: Angle d'incidence θ' du faisceau laser sur la couche de densité $n_c/4$, en fonction de l'angle d'incidence θ dans le vide.

On constate que, lorsque θ tend vers 60°, le faisceau laser arrive sur $n_c/4$ sous incidence rasante.

Intéressons nous tout d'abord à l'évolution de l'amplitude du champ électrique de l'onde laser au niveau de $n_c/4$ lorsque l'angle d'incidence croit. En polarisation P, ce champ a pour composantes $(E_x, E_y, 0)$. C'est à la composante E_x que nous nous intéresserons. Le champ magnétique de composantes (0,0,B) est défini par l'équation :

$$\frac{d^2B}{dx^2} - \frac{1}{\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{dx}\frac{dB}{dx} + \frac{\omega_0^2}{c^2}(\varepsilon - \sin^2\theta)B = 0$$



dans un repère défini comme dans le chapitre II. Cette équation est obtenue à partir des équations de Maxwell avec ε la constante diélectrique scalaire

$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2(x)}{\omega_0^2} = -\frac{x}{L}$ pour un plasma inhomogène de profil linéaire.

Les équations de propagation du champ électrique étant plus complexes que la précédente , au total, il est plus simple de résoudre l'équation en B et d'en déduire le champ électrique par l'expression :

$$E_x = \frac{\omega_0 c k_0}{\omega_p^2 - \omega_0^2} \sin\theta \; B$$

En introduisant les changements de variable $\zeta = (\frac{\omega_0^2}{c^2 L})^{1/3} x$ et $H = \zeta^{-1/2} B$, Speziale et Catto |43| ont obtenu l'équation :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial \zeta^2} - (\zeta + q + \frac{3}{4\zeta^2}) H = 0$$

en posant $q = (k_0 L)^{2/3} \sin^2\theta$.

Cette dernière expression pouvant se réduire à :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial \zeta^2} - (\zeta + q) H = 0$$

pour ζ et q grands (supérieurs à 1).

Dans cette approximation, valable donc pour des angles d'incidence pas trop faibles, la solution en H est une fonction d'Airy $A_i(\zeta+q)$.

Si l'on s'intéresse au champ électrique E_x, on a :

$$|E_x| = \frac{\omega_0 c k_0 L}{x} \sin\theta \; B \propto \frac{1}{\zeta^{1/2}} \sin\theta \; H$$

En particulier au quart de la densité critique où ζ est alors fixé à :

$$\zeta^* = -(\frac{\omega_0^2}{c^2 L})^{1/3} \frac{3}{4} L = -\frac{3}{4} (\frac{\omega_0 L}{c})^{2/3}$$

on obtient, en fonction de l'angle d'incidence

$$|\tilde{E}_x| \propto |E_x| \zeta^{*1/2} = \sin\theta \; A_i\left(\zeta^* + (k_0 L)^{2/3} \sin^2\theta\right)$$

Pour $\theta = 60°$, on a : $|\tilde{E}_x| = \frac{\sqrt{3}}{2} A_i(0) = 0,48$, d'où pour le module : $|\tilde{E}_x|^2 = 0,23$.

Pour θ pas trop proche de 60°, on peut utiliser un développement asymptotique de A_i : $\frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(-(\zeta+q)\right)^{-1/4}$.

Pour notre manipulation où $L = 100\mu m$ et $\lambda_0 = 10,6\mu m$, on a :

$\zeta^* = -11,4$

on obtient:.pour $\theta = 40°$ $q = 5,7$ soit $|\tilde{E}_x| = 0,23$ ou en module $|\tilde{E}|^2 = (E_x^2 + E_y^2) = 0,09$

.pour $\theta = 20°$ $q = 1,6$ soit $|\tilde{E}_x| = 0,11$ ou encore $|\tilde{E}|^2 = 0,07$.

Si l'on tient compte du fait que la surface irradiée pour un angle d'incidence θ est proportionnelle à cos θ, l'éclairement incident sur une surface parallèle à la cible varie donc en 1/cos θ, dans le vide.

Au niveau de $n_c/4$, l'éclairement de l'onde laser est donc multipliée par un facteur 2, lorsque θ passe de 20° à 60° et par un facteur 1,8 entre 40° et 60°.

Ce phénomène d'amplification du champ au point de réflexion de l'onde laser à $n_c/4$ est lié au fait que sa vitesse de groupe est réduite dans le voisinage de cette couche. L'augmentation de la densité d'énergie est alors nécessaire pour conserver un flux lumineux constant. Le taux de croissance des ondes plasma est par suite augmenté; ces dernières vont se saturer plus tôt et à un plus haut niveau que pour $\theta = 0°$. La surface irradiée

étant multipliée par deux, lorsque l'angle d'incidence varie de 0° à 60°, c'est un volume double de plasma qui est chauffé et ceci sous un éclairement laser lui aussi double; le fait d'irradier une cible sous une incidence $\theta=60°$ procure donc un gain de valeur 4 en énergie par rapport à une irradiation à $\theta=0°$, avec la même énergie laser dans le vide. Entre 40 et 60°, ce gain en énergie vaut $1,3\times1,8=2,3$. La croissance de l'instabilité à deux plasmons de même que sa détection par le rayonnement X associé au chauffage sont donc facilitées pour une incidence de 60°.

Par ailleurs, la rétrodiffusion Raman peut aussi être déclenchée au voisinage de $\theta=60°$, par l'amplification du champ laser à $n_c/4$ vue précédemment mais aussi par le fait,que lorsque l'onde laser est en incidence rasante à $n_c/4$, la rétrodiffusion Raman fait intervenir une onde plasma ayant alors un vecteur d'onde parallèle à la couche $n_c/4$. La propagation de cette onde peut se faire alors à k constant; le couplage en est facilité. A 0°, cette rétrodiffusion n'était pas déclenchée dans notre expérience; l'expression théorique de son seuil de déclenchement (II-51) fournit, en effet, la valeur $4.10^{13}\ W/cm^2$ pour nos paramètres expérimentaux. La réduction des pertes par convection de l'onde plasma due au fait que cette onde reste dans la zone de couplage peut abaisser le seuil de déclenchement.

D'autre part, la contribution de l'absorption résonnante à l'absorption de l'onde laser est réduite pour $\theta=60°$ par rapport à celle obtenue pour $\theta=20°$; en effet, la conversion linéaire de mode qui suit une loi en $\Phi(\tau)$ soit $e^{-2/3\ k_0 L\ \sin^3\theta}$ chute par un

facteur 10^{-1} entre ces deux angles pour L=10 µm, soit un rapport 10^{-2} quant aux énergies absorbées. L'absorption résonnante est alors beaucoup moins efficace en tant que générateur d'électrons rapides.

Le fait que le trajet de l'onde laser soit plus important dans la zone de couplage pour $\theta=60°$ que pour $\theta=0°$ n'influe pas sur l'absorption; en effet :

Si l'on note ℓ la largeur de cette zone, la distance parcourue dans cette dernière pour un angle θ d'incidence s'écrit pour un trajet simple (on suppose ℓ indépendant de θ)

$$\Delta = \int_0^{\ell} (dx^2+dy^2) = \int_0^{\ell} dx(1+tg^2\theta')^{1/2}$$

$$\Delta = \int_0^{\ell} \frac{dx}{\cos\theta'}$$

On peut écrire : $\frac{n_e(x)}{n_c} = \frac{1}{4} - \frac{x}{4L}$; d'où

$$\Delta = \int_0^{\ell} \left(\frac{x+3L}{x+(4\cos^2\theta-1)L}\right)^{1/2} dx$$

$$\Delta = \ell\left[\left(1+(4\cos^2\theta-1)\frac{L}{\ell}\right)\left(1+\frac{4(1-\cos^2\theta)}{\frac{\ell}{L}+4\cos^2\theta-1}\right)^{3/2} - (4\cos^2\theta-1)\frac{L}{\ell}\left(1+\frac{4(1-\cos^2\theta)}{4\cos^2\theta-1}\right)^{3/2}\right]$$

En particulier pour $\theta=60°$, Δ est maximal :

$$\Delta = \ell\left[1+\frac{3L}{\ell}\right]^{1/2}$$

Cette longueur ℓ peut être estimée à $\ell = L\frac{\gamma}{\omega_p}$.

Pour l'instabilité à deux plasmons, on a pour $I_0 = 5.10^{12}$ W/cm^2

$$\frac{\gamma}{\omega_p} = \frac{k_0 v_0}{2\omega_p} = 2.10^{-3} \qquad \text{(cf. figure II-6)}$$

d'où $\Delta_{60°} \simeq 40\ \ell = 40\ \Delta_{0°}$.

Cependant, cet allongement ne provoque aucune absorption supplémentaire de l'énergie incidente. Puisque les caractéristiques du plasma créé varient peu avec l'angle d'incidence, les pertes d'énergie occasionnées en un point donné aux ondes de plasma restent les mêmes; le pompage de l'onde laser n'évolue donc pas; il reste constant; aucune variation de l'absorption ne peut donc être affectée à cette augmentation du trajet du faisceau laser dans la couche d' interaction.
Elle est indépendante de la longueur du trajet d'un rayon lumineux dans la zone de couplage (à paramètres du plasma constants).

Les phénomènes qui peuvent contribuer à une meilleure excitation des deux instabilités HF et en particulier de l'instabilité à deux plasmons,pour un angle d'incidence θ=60°, sont finalement : l'amplification du champ électrique de l'onde laser au niveau du point de réflexion à $n_c/4$ et peut-être le fait que cette onde a son vecteur d'onde perpendiculaire au gradient de densité du plasma, si la diffusion Raman peut croître suffisamment. Dans cette expérience, la diffusion Raman risque d'être très vite saturée par une modification de profil de densité induite par l'instabilité à deux plasmons; la première explication est, par conséquent, la plus raisonnable.

Tous ces phénomènes laissent penser que les pics de signal X et de température pour θ =60° sont dus à l'instabilité à deux

plasmons. A ce niveau d'éclairement par rapport au seuil de déclenchement (huit fois plus grand), cette instabilité se sature, sans doute par fluctuations ioniques et par création de cavités de densité (cf. Chapitre III-B). Cette dernière va saturer à un plus faible niveau la diffusion Raman, ce qui fait que les signaux observés sont vraisemblablements dus à l'instabilité à deux plasmons.

Au delà de 60-65°, la diffusion Raman convective ne peut former de populations suprathermiques importantes; cela tient au fait que son seuil d'amplification honnête (facteur A=1, cf. chapitre II-B-2) a pour valeur 8.10^{13} W/cm^2 et est donc très supérieur à l'éclairement dont nous disposions.

La variation du signal S détecté par le canal sensible au rayonnement X dans la bande d'énergie 30-50 keV s'exprime en fonction de l'énergie E_L délivrée par le laser sous la forme :

$$S \propto (E_L)^{2,8}$$

entre 3 et 9 J, aussi bien pour le maximum visible à $\theta=20°$ que pour le second à $\theta=60°$.

Ces signaux, principalement dus respectivement à l'absorption résonnante et aux instabilités paramétriques, se comportent donc de la même façon vis à vis de E_L. Or, dans cette gamme d'énergie, l'onde plasma associée, par exemple, à l'instabilité à deux plasmons peut être saturée puisque l'éclairement (effectif à $n_c/4$) est environ huit fois supérieur au seuil de déclenchement.

De son côté, l'onde plasma créée par l'absorption résonnante est elle aussi saturée, sans doute par le même phénomène.

D'après Estabrook et Kruer [40] , la température haute résultant d'un chauffage par l'absorption résonnante (ici T_h (25°)) est donnée par l'expression :

$$T_h \propto E_L^{0,39} \cdot T_b^{0,25} \propto E_L^{0,5}$$

La variation de la température basse T_b est en effet en $E_L^{0,3}$.

L'intensité S du rayonnement X d'énergie $E = \hbar\omega$ émis par la polulation d'électrons suprathermiques est donnée par l'expression :

$$S \propto n_h e^{-E/KT_h}$$

n_h étant la densité d'électrons rapides.

En supposant que cette dernière n'évolue pas lorsque l'éclairement laser varie, la variation de l'intensité S est liée directement à la variation de température T_h et, par suite :

$$\frac{\Delta S}{S} = E \frac{\Delta(KT_h)}{(KT_h)^2}$$

soit :
$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{E}{KT_h} \cdot 0,5 \cdot \frac{\Delta E_L}{E_L}$$

Le détecteur dont il est question ici est sensible au rayonnement X d'énergie moyenne 40 keV. Or, nous avons KT_h (25°) = 6 keV. L'expression précédente nous donne donc :

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{40}{6} \cdot 0,5 \cdot \frac{\Delta E_L}{E_L} = 3,3 \frac{\Delta E_L}{E_L}$$

Nous retrouvons une valeur un peu supérieure à la valeur expérimentale donnée plus haut, en supposant donc que la variation

de signal dû au rayonnement X n'est imputable qu'à une modification de température.

Pour un angle d'incidence de 60°, on obtient par le raisonnement inverse $T_h \propto I_0^{0,9}$. Les électrons chauffés à la densité $n_c/4$ seraient donc plus sensibles à l'éclairement laser que ceux produits par l'absorption résonnante.

Expérimentalement, on a trouvé, d'après la figure (VI-4-b), le rapport : $T_h(60°)/T_h(40°) = 2$. Les deux processus de génération d'électrons rapides que sont l'absorption résonnante et l'instabilité à deux plasmons sont en concurrence; chaque mécanisme chauffe une queue de distribution d'électrons et la porte à une température à priori différente de celle donnée par l'autre. La température que nous mesurons au travers du rayonnement X est celle qui correspond à la population la plus dense. L'augmentation rapide de la température observée entre 40° et 60° est due à la prise en compte de la population électronique chauffée par l'instabilité du fait que l'absorption résonnante voit son influence se réduire. E_{rap} présente un minimum de 0,04 J pour 55°, puis un maximum pour 60°; c'est à ce niveau que l'instabilité intervient; l'absorption résonnante se retrouve dominée à l'approche de 60°; son pouvoir d'absorption a été réduit par un facteur 10^{-2} entre 25° et 55°; celui de l'insta bilité a été accru de part l'amplification du champ de l'onde laser à $n_c/4$.

Dans un domaine de croissance linéaire de l'instabilité, l'énergie de l'onde plasma varie fortement avec l'éclairement laser. Si le rayonnement X associé avait été détecté, son intensité aurait varié encore plus fortement avec l'éclairement I_0 (le champ

électrique associé à une onde plasma varie selon $e^{\gamma\tau}=e^{\alpha\sqrt{I}\tau}$); la manipulation n'a pu être effectuée car les signaux obtenus à 4J étaient à la limite de sensibilité du détecteur.

A 60°, la figure (VI-5-a) nous donne la valeur de 0,05 J à 50 % près pour l'énergie contenue dans les électrons rapides. Cette valeur correspond à 0,5 - 1 % de l'énergie arrivant sur la cible.

Au total, on a pu constater que la température des électrons chauds obtenue pour $\theta=60°$ était deux fois plus élevée que celle obtenue à $\theta=25°$, alors que la quantité d'énergie contenue dans les électrons était beaucoup plus grande dans le dernier cas que dans le premier. L'instabilité à deux plasmons chauffe,donc, beaucoup moins d'électrons que l'absorption résonnante mais leur confère une température plus importante. Nous sommes donc en présence d'une instabilité très génante car productrice d'électrons très rapides. Ce dernier effet avait été constaté dans des simulations numériques particulaires |29| dont on a rappelé les résultats dans le chapitre IV-C.

De notre côté, nous avons réalisé des simulations numériques correspondant à nos conditions expérimentales en utilisant le code hydrodynamique monodimensionnel FILM |32|.

On a simulé une interaction d'un faisceau caractérisé par un éclairement $I_0 = 3.10^{12} W/cm^2$ à $\lambda_0=10,6\mu m$, dans une impulsion de forme temporelle identique à celle que notre laser délivrait, avec une cible plane de terphane, sous incidence normale. Ce code nous laissant le choix quant à la valeur de la contribution des électrons rapides à l'absorption, on a choisi de placer 19 %

de l'énergie incidente dans des électrons rapides de température 4 keV. Le code nous indique que 6 % de la lumière laser est alors absorbé par rayonnement de freinage inverse. La température basse coronale est alors de 190 eV en ne supposant aucune limitation de flux thermique, alors que nous avons mesuré une température basse de 350 eV donc grossièrement deux fois plus élevée que la précédente donnée par le code. La valeur de l'absorption donnée pour le rayonnement de freinage inverse correspond à celle déduite des mesures d'absorption totale et de l'énergie contenue dans les électrons rapides estimée à partir des spectres de rayonnement X.

Signaux ioniques : On a observé un signal dont l'allure est donnée par la figure (V-8). Le premier pic est dû aux ions rapides, le second à la masse des ions thermiques. L'évolution du signal ionique thermique et du signal dû aux ions rapides en fonction de l'angle d'incidence θ a été tracée sur les figures (VI-9-a) et (VI-9-b). Le premier ne présente aucune particularité au voisinage de 60°. Le second présente par contre une chute nette d'amplitude au delà de θ =60°, mais ne présente pas, comme pour les électrons rapides, un pic en dessous ou au niveau de 60°. Quant à l'énergie cinétique des ions les plus rapides détectés, ($V \simeq 5.10^8$ cm/s soit E_c=560 keV pour un proton) elle n'a permis de constater aucune particularité à θ =60°.

En fait, les ions ne peuvent être sensibles à une instabilité telle que l'instabilité à deux plasmons qu'indirectement; cette dernière ne fait, en effet, intervenir que les électrons; ce sont les électrons rapides qui accélèrent des ions par l'intermédiaire de champs électrostatiques de charge d'espace;

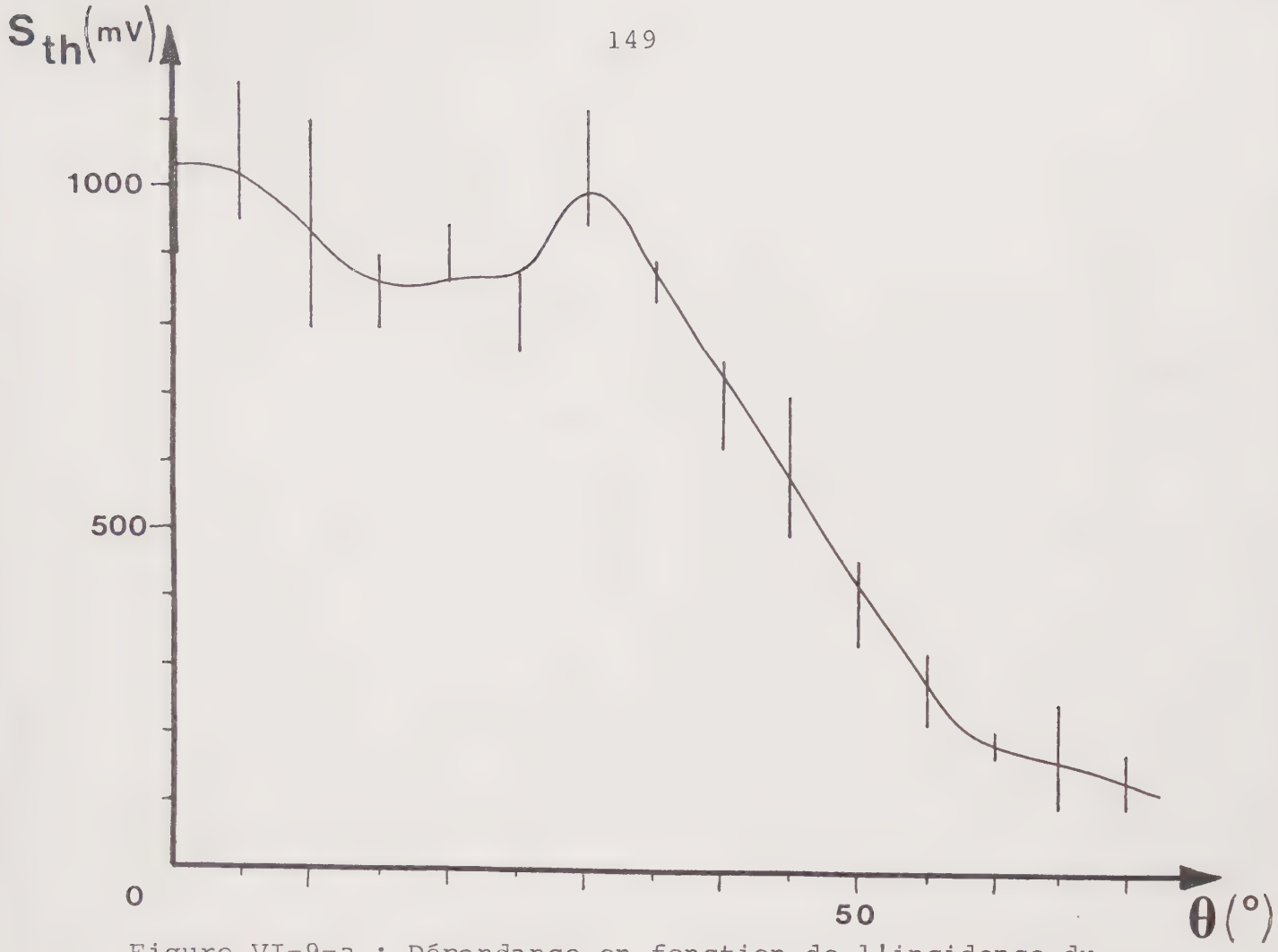


Figure VI-9-a : Dépendance en fonction de l'incidence du faisceau laser de l'amplitude du signal thermique S_{th} donné par le collecteur d'ions; ce collecteur pointe dans une direction située à 35° par rapport à la normale à la cible.

comme la densité de ces électrons est assez faible, l'accélération communiquée aux ions l'est également.

L'étude de ces signaux de collecteurs de charges a permis d'obtenir la densité d'énergie par unité d'angle solide contenue dans la population d'ions rapides de vitesse supérieure à 10^8 cm/s; Cette vitesse correspond à "l'entre-deux-pics" du signal. Ont été trouvées les valeurs 2 J/sr à 25° et 0,1 J/sr à 60°. Ces ions rapides sont en fait émis dans un petit angle solide entourant la normale à la cible. Si l'on prend un demi angle d'ouverture de 20°, on obtient les énergies 0,2 J et 0,01 J contenues dans la population d'ions rapides pour les angles 25° et 60° respectivement. L'énergie fournie aux ions par les électrons rapides est ainsi très faible par rapport à E_{rap} déterminée précédemment;

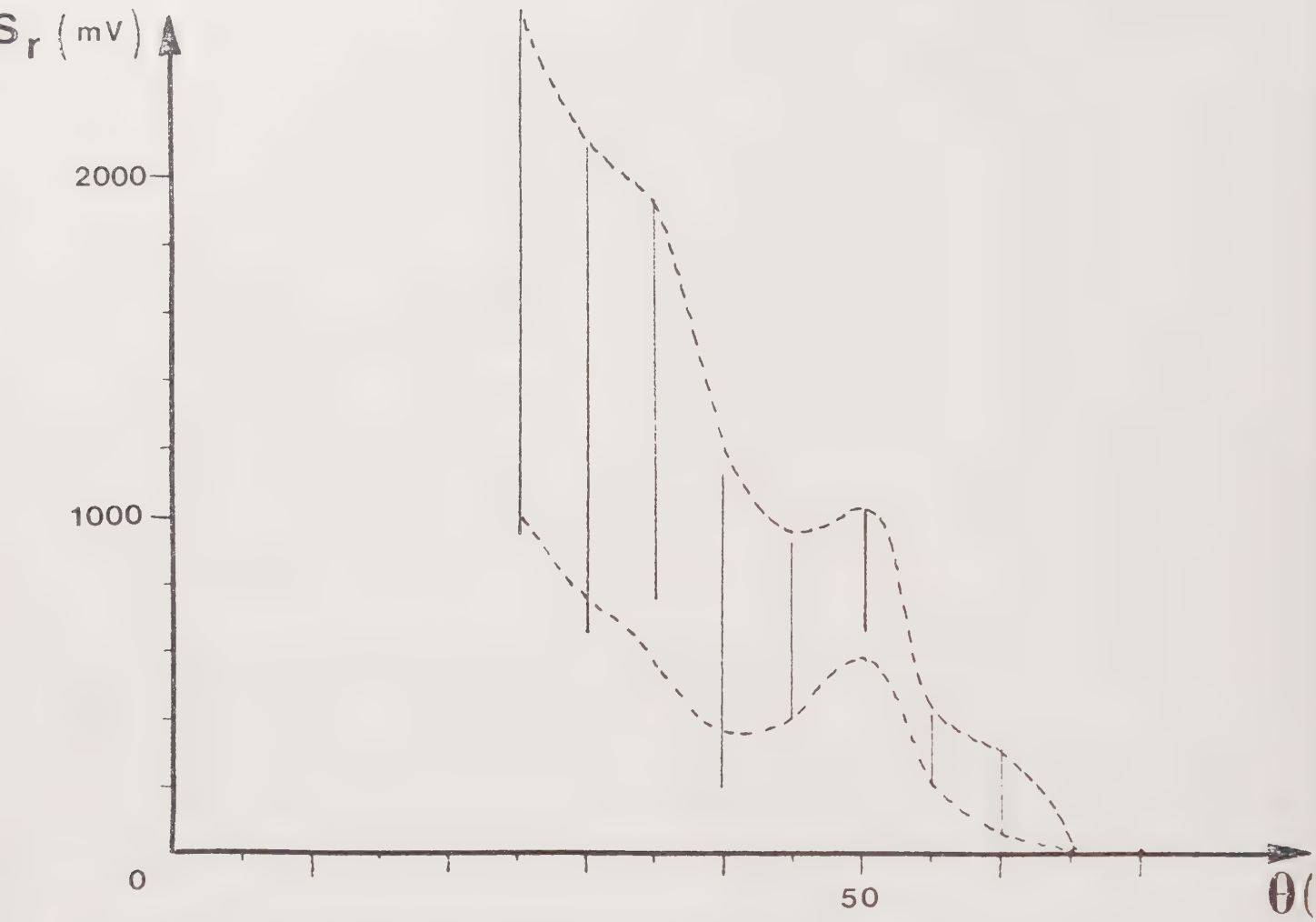


Figure VI-9-b : Amplitude S_r du signal donné par le collecteur d'ions et correspondant au pic d'ions rapides, en fonction de l'incidence du faisceau laser; le collecteur est, ici, disposé sur la normale à la cible.

Cette dernière grandeur a donc été correctement appréciée.

Nous avons pu déterminer une température électronique haute à partir de l'évolution temporelle du signal du collecteur de charges (placé sur la normale à la cible) dû aux ions rapides. En supposant le modèle autosemblable d'expansion plane et isotherme applicable à cette population d'ions, l'instant correspondant au maximum de ce signal a permis de remonter à la valeur de la température électronique (cf. Figure

V-7). Cette dernière a été trouvée à peine décroissante entre 2 et 2 keV pour une variation d'incidence allant de 0° à 60°.

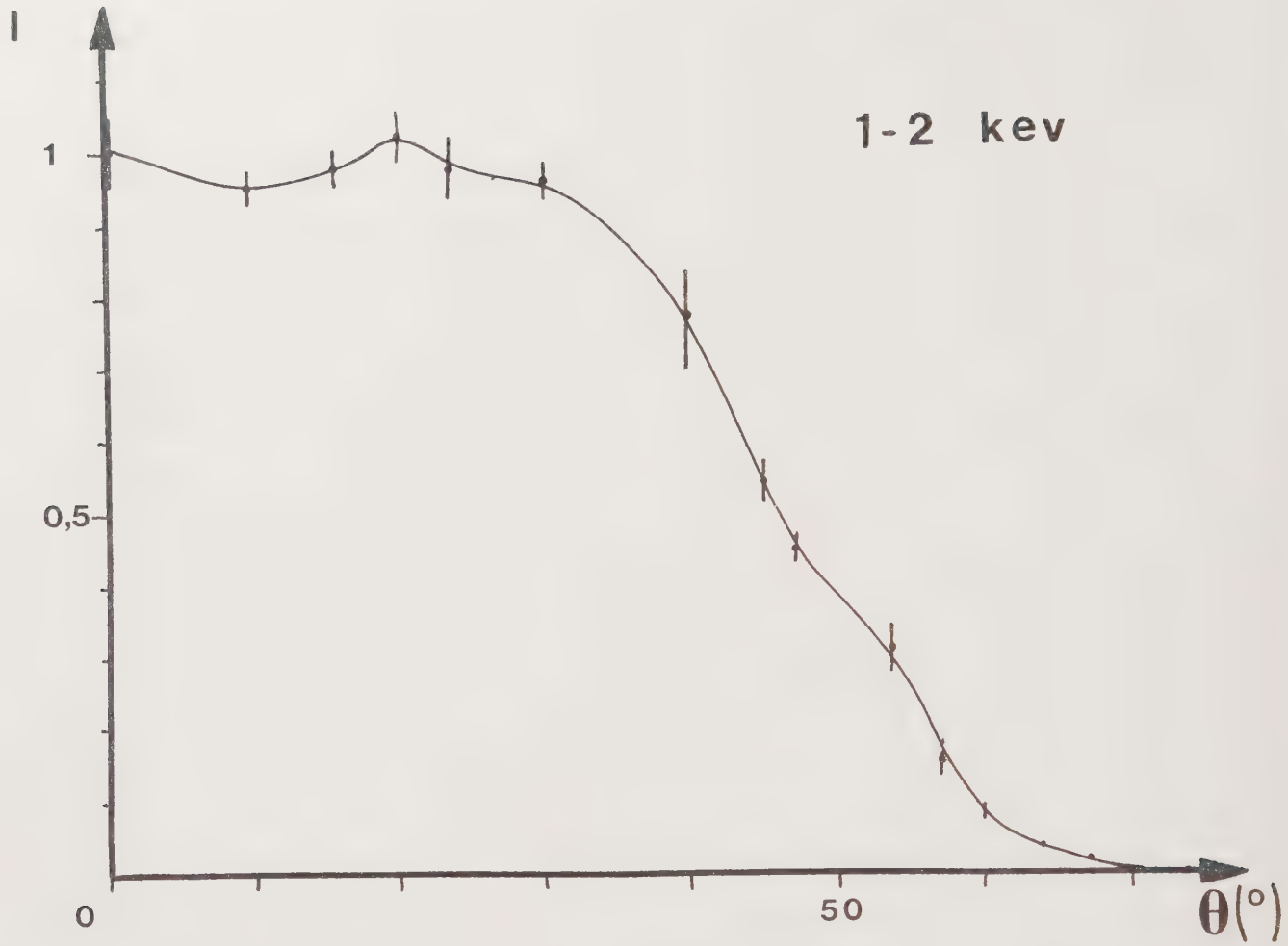
En particulier, aucune élévation de température n'a pu être notée au voisinage de θ=60°. Cette température mesurée résulte en fait d'un dépouillement où l'on a considéré une seule catégorie d'ions, des protons donc de Z/A valant 1. Le plasma réel était, en fait, composé de plusieurs populations d'ions H^+, C^{6t} et 0^{8+} pour lesquels le rapport A/Z varie entre 1 et 2. En prenant ceci en compte, la température T_h est augmentée (par un facteur 2 au maximum)

Rayonnement à la pulsation 3/2 ω_o : Dans une autre expérience avec le même dispositif mais avec une durée d'impulsion laser plus longue (40 ns) (C.Garban, E.Fabre,J.de Phys. Lettres 39, L165 (1978)) donnant L=150 µm et KT_e=175 ev, il a été observé un seuil à 2.10^{11} W/cm^2 (accord avec (2.40)) et une saturation à 6.10^{11} W/cm^2, obtenue donc rapidement.

B. EXPERIENCE A λ_0 = 0,53µm

La meilleure focalisation a été obtenue en recherchant le maximum de signal obtenu par le canal sensible au rayonnement X entre 10 et 20 keV; la longueur focale, c'est à dire la distance entre les deux points où le signal vaut la moitié du signal maximum, était de l'ordre de 1 mm pour la lentille de 450 mm de focale utilisée.

La tache focale avait un diamètre de 200µm environ à mi-énergie. L'éclairement moyen réalisé en incidence normale était de l'ordre de 1-2.10^{14} W/cm^2. Sur les figures (VI-10), sont données les intensités du rayonnement X obtenu dans différentes plages d'énergie en fonction de l'angle d'incidence du faisceau



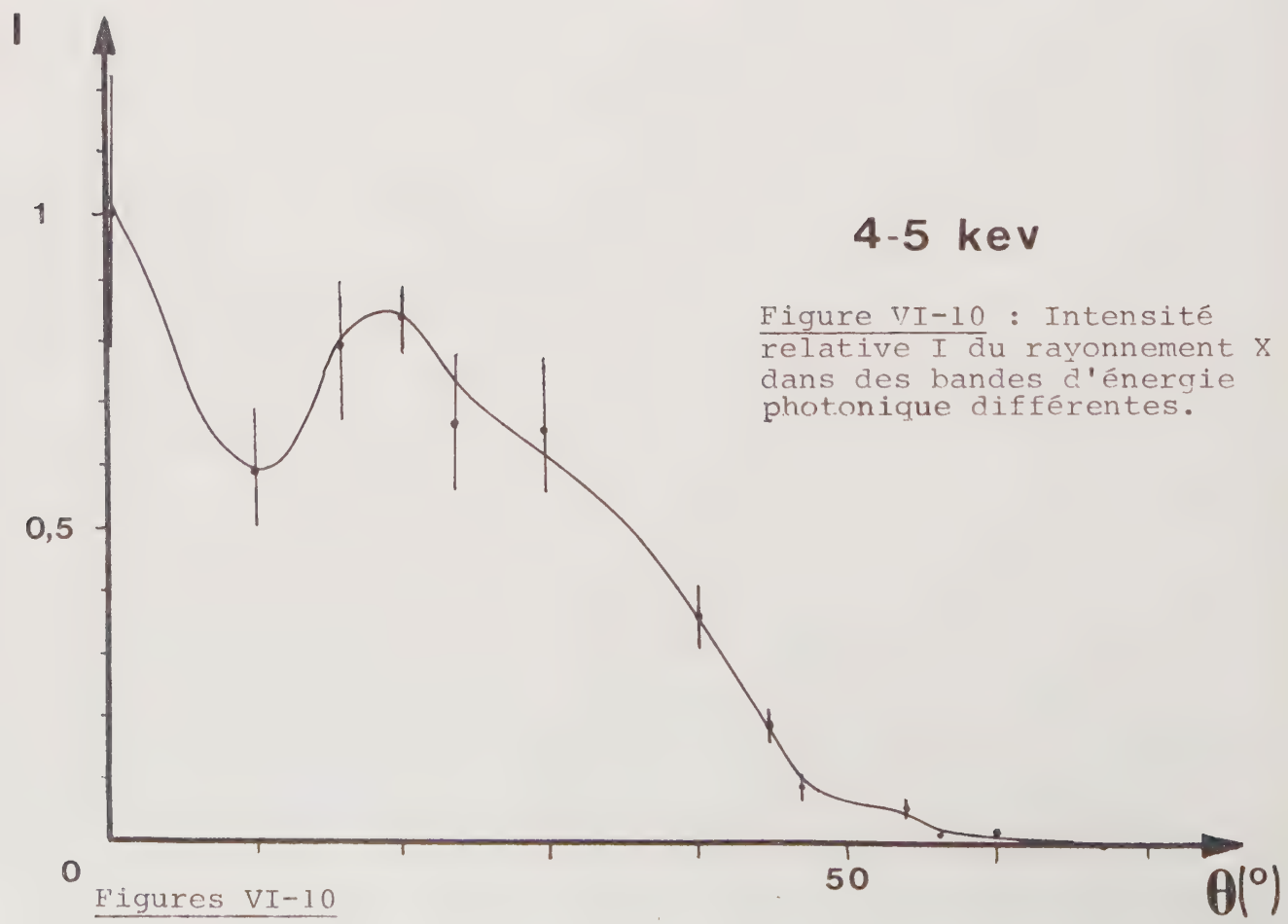
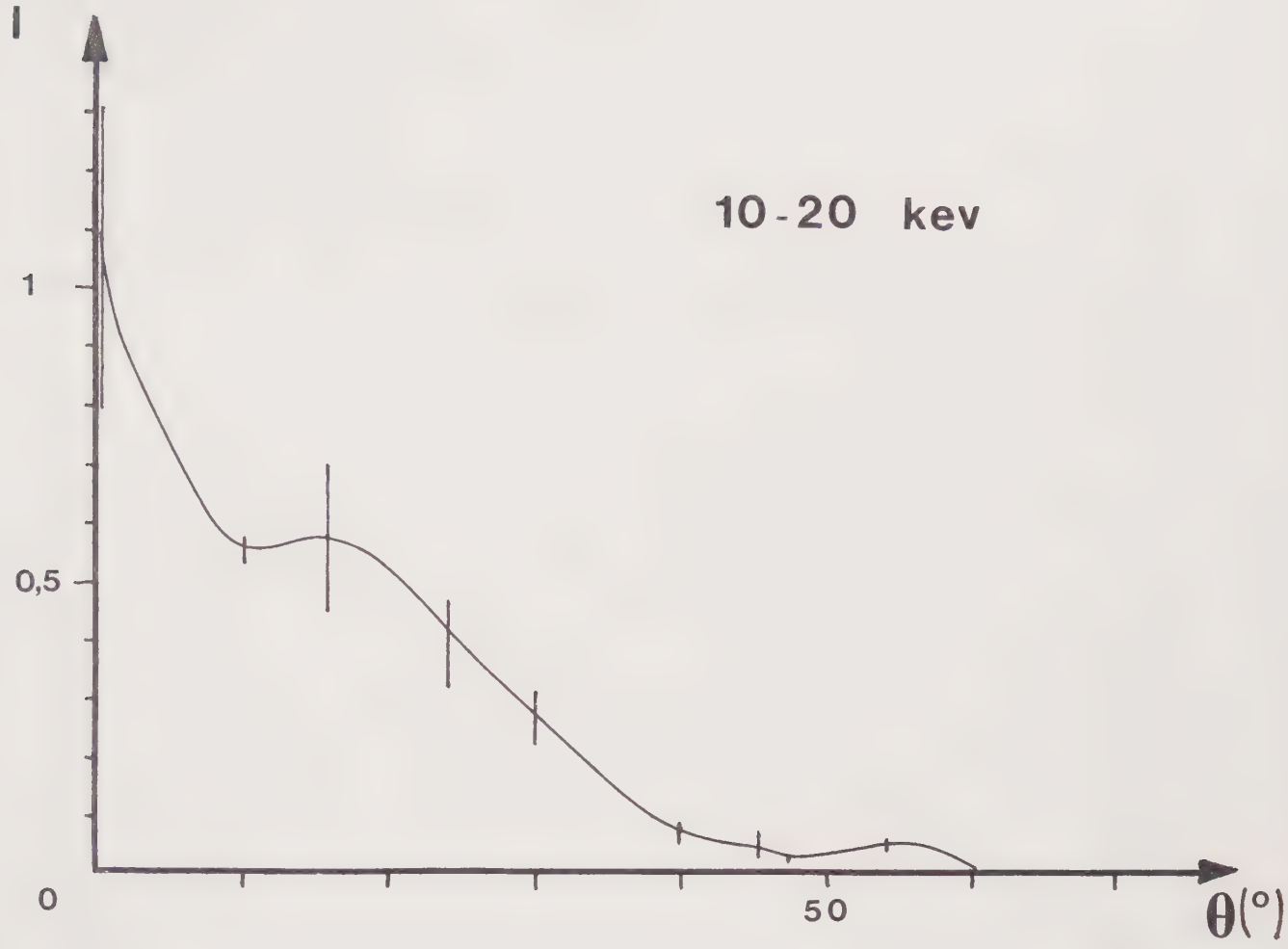
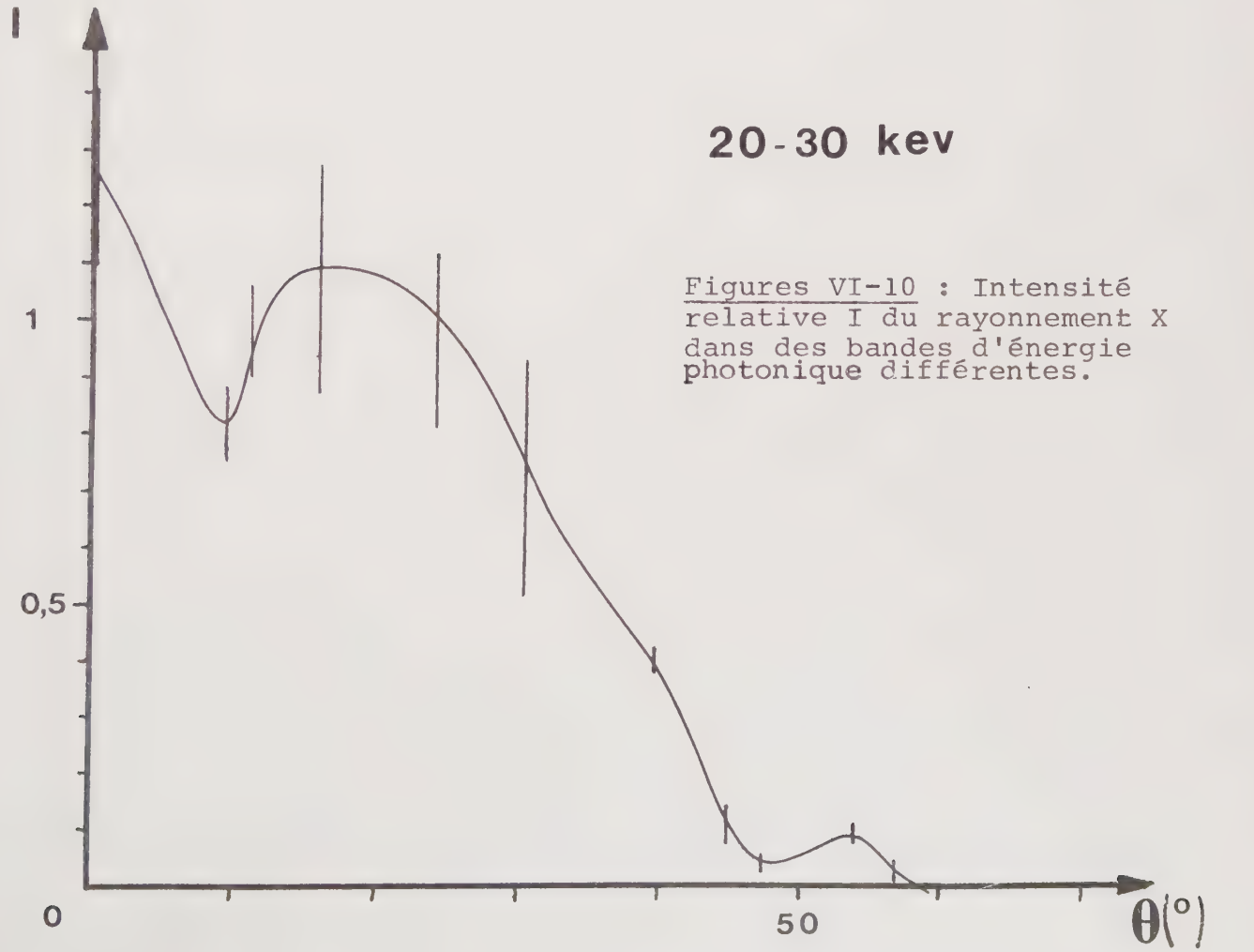


Figure VI-10 : Intensité relative I du rayonnement X dans des bandes d'énergie photonique différentes.

Figures VI-10





Figures VI-10 : Intensité relative I du rayonnement X dans des bandes d'énergie photonique différentes.

laser sur la cible.

Le signal de chaque canal présente un maximum pour θ compris entre 16° et 20°, ce maximum étant plus marqué au-delà de E=5 keV.

Comme dans l'expérience à λ_0=10,6µm, on observe un maximum pour chaque canal, entre 16° et 20° cette fois, que l'on peut affecter à l'absorption résonnante. La longueur du gradient de densité est estimée par la relation $(k_0 L)^{1/3} \sin\theta = 0,8$ qui donne $L \simeq 1\text{-}2\mu m$, en accord avec le résultat de simulation de Estabrook et Kruer [40] $L/\lambda_D = \left| I_0 \left(\frac{\lambda_0}{1,06\mu m}\right)^2 \times 4,7.10^{-19} \right|^{-0,48}$ pour $KT_e \simeq 0,5$ keV (valeur discutée plus loin dans ce chapitre).

Comme dans l'expérience précédente, on observe un minimum relatif autour de l'angle θ =10°; la présence à 0° d'un signal de même niveau qu'à 20° s'explique comme dans la partie A ou par des ondulations de la surface critique ou bien par l'existence de l'instabilité photon→ phonon + plasmon dont le seuil de déclenchement se situe ici à 3.10^{13} W/cm^2.

Quand on observe les signaux délivrés par les détecteurs sensibles au rayonnement X d'énergie située entre 10 et 20 keV et 20 et 30 keV, on constate qu'il existe, au niveau de l'angle 50° un applatissement du signal donné par le premier détecteur et une légère remontée du signal pour le second; le canal sensible aux énergies 30-50 keV n'a pu fournir aucune information à cet angle, puisqu'aucun signal n'était détectable à partir de 30° seulement. A 60° et au delà, on peut remarquer qu'aucun signal n'a pu être détecté.

La figure (VI-11) donne un type de spectre de rayonnement

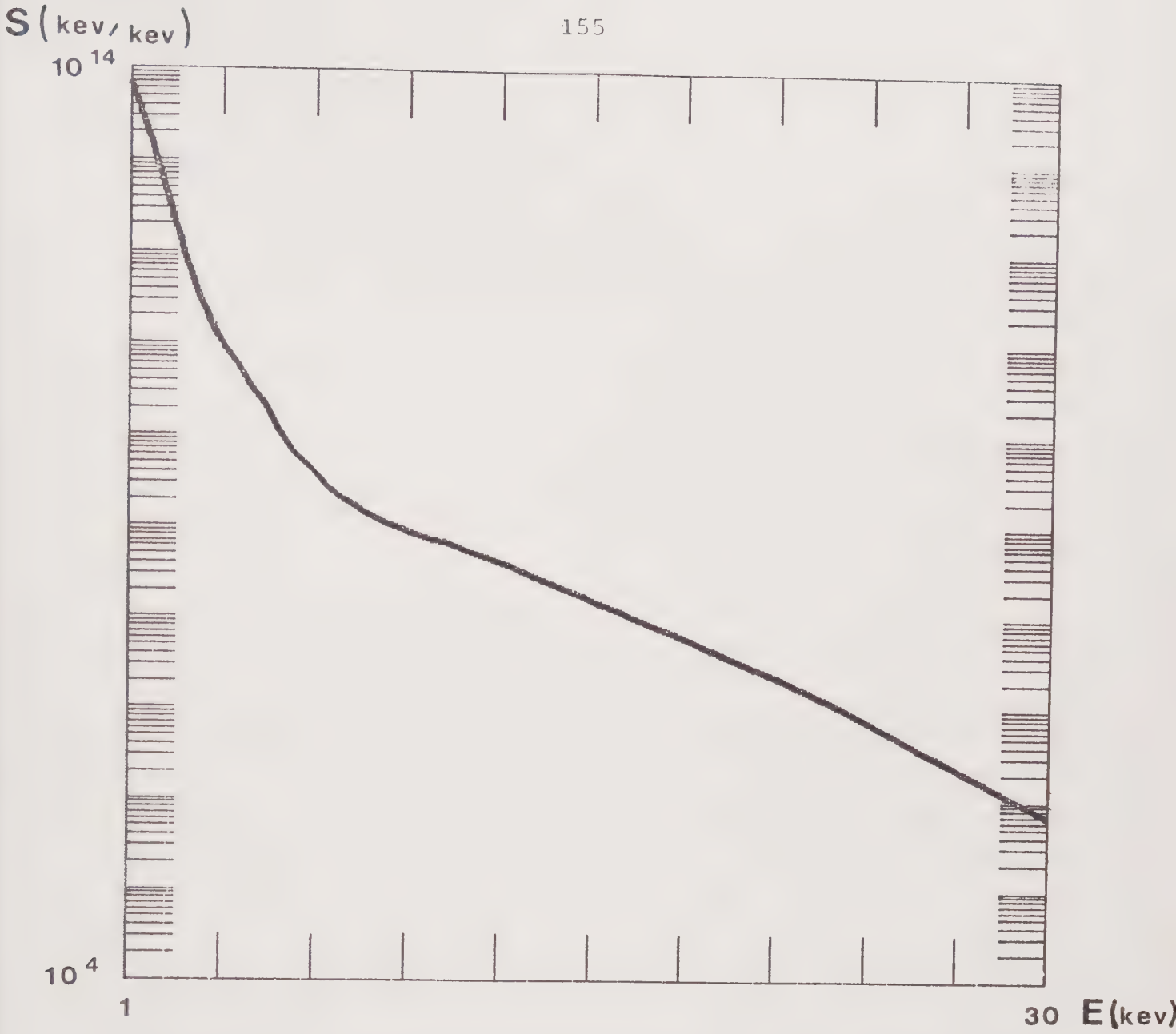


Figure VI-11 : Spectre S du rayonnement X émis par le plasma dans un demi-espace.

obtenu pour une incidence normale sur la cible par dépouillement des signaux des divers canaux dont les énergies étaient comprises entre 1 et 30 keV. On constate la présence de 2 populations électroniques. Mais, on note une différence avec les spectres de la figure VI-3 obtenus avec une irradiation à plus grande longueur d'onde pour une énergie vibratoire $I_0\lambda_0^2$ de même niveau (environ 3.10^{14} W.$\mu m^2/cm^2$). Le rapport entre les ordonnées maximales atteintes par les deux populations a été multiplié dans le cas de la

courbe VI-3 par un facteur 100.La proportion d'électrons rapides dans la population électronique totale a donc été réduite par rapport à celle obtenue dans l'expérience utilisant une plus grande longueur d'onde d'irradiation (10,6µm).

Ceci a été constaté maintes fois lors d'expériences utilisant des longueurs d'ondes différentes, et a permis de conclure au grand intérêt que présente l'utilisation de courtes longueurs d'onde pour l'irradiation d'une cible solide avec un faisceau laser |44|.

Les courbes donnant les températures basses T_b et T_h obtenues respectivement à partir des bandes d'énergie 1-5 keV et 10-30 keV (figures VI-12) montrent un maximum pour T_b à $\theta=20°$ et une faible variation, quant à T_h, lors de la variation de l'angle d'incidence.

Nous avons simulé un éclairement de $5.10^{13} W/cm^2$ à la longueur d'onde $\lambda_0=0,53\mu m$ sous incidence normale sur une cible de terphane dans une impulsion de même forme que celle envoyée dans notre expérience, en utilisant le code FILM |32|. L'absorption en électrons rapides étant expérimentalement faible, aucune population très chaude n'a été introduite dans cette simulation.

La température basse coronale obtenue numériquement vaut 680 eV(voir figure V-5). Celle que nous avons déterminée à partir des spectres de rayonnement X était de 370±30eV. Cette température est, en fait, celle de la zone assez étroite de densité correspondant au pic d'émission du rayonnement X de 1 keV. Le code donne précisément pour ce pic une température identique soit 370 eV(cf. figure V-5). La température coronale réalisée dans notre expérience était donc voisine de 700 eV.

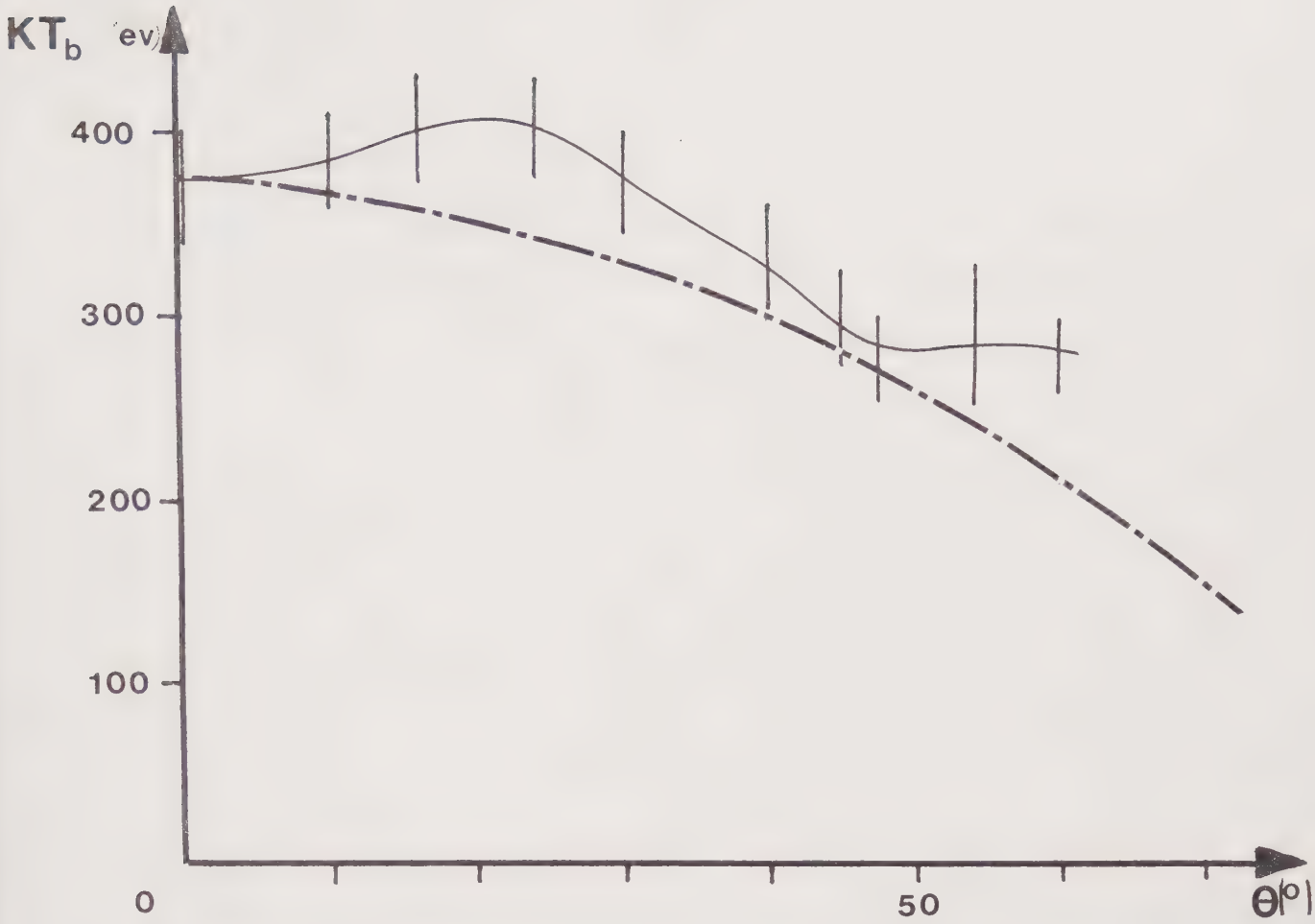


Figure VI-12- a: Evolution de la température basse T_b en fonction de l'angle d'incidence θ ; la courbe en pointillé correspond à l'évolution de T_b décrite par le modèle présenté dans le chapitre V-a.

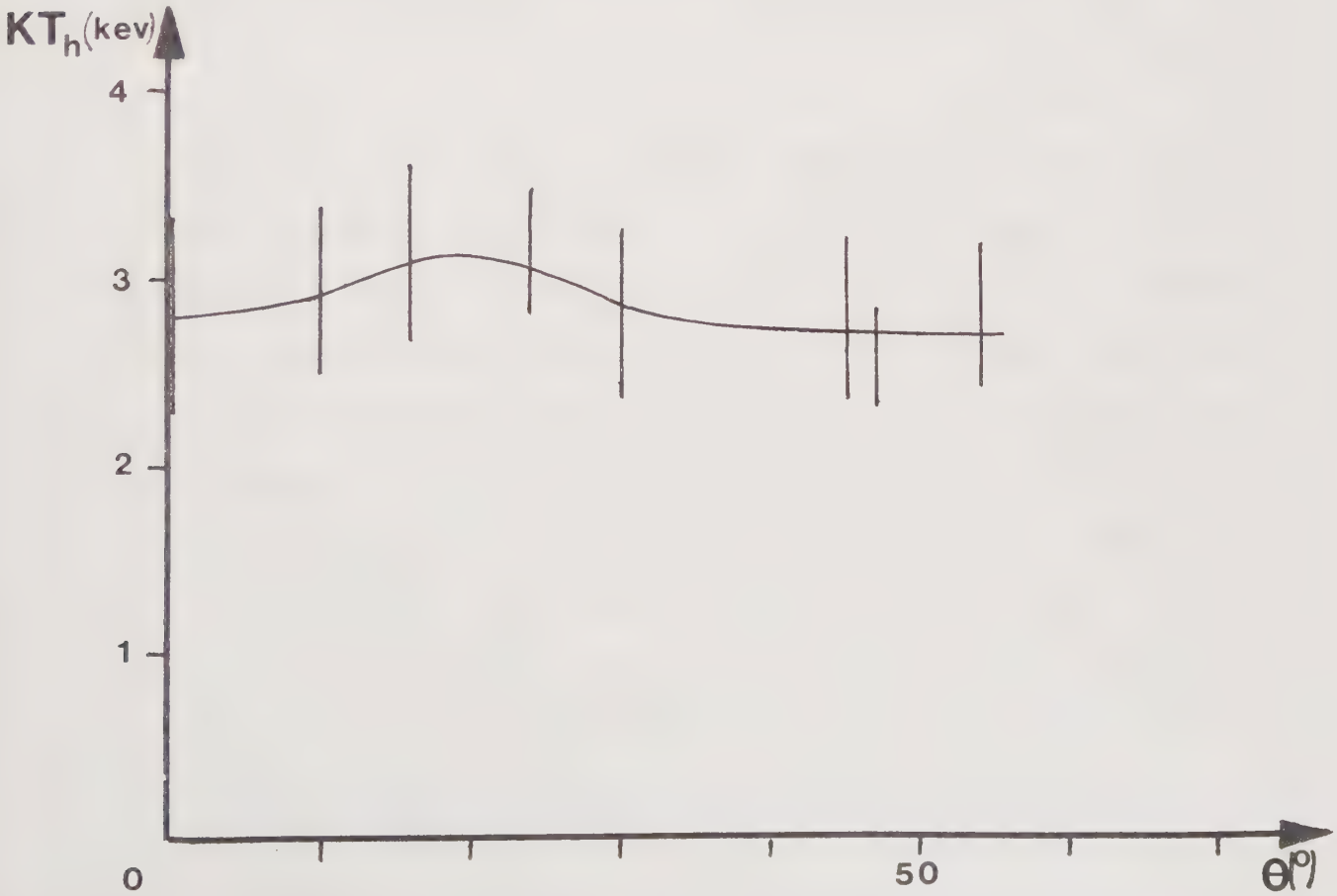


Figure VI-12-b : Evolution de la température haute en fonction de l'angle d'incidence θ.

Par ailleurs, l'évolution de T_b suit beaucoup mieux le modèle décrit en V-1; cela tient au fait que le rayonnement de freinage inverse est un mécanisme efficace d'absorption du rayonnement laser quand la longueur d'onde d'irradiation est petite. La présence d'absorption résonnante est notée par la montée de T_b autour de $\theta=20°$.

Quant à la température haute, elle varie entre 2 et 3 keV; ces valeurs sont en accord avec celle donnée par Kruer et Estabrook [40] par l'intermédiaire de l'expression :

$$(KT_h)=1,2.10^{-5}(KT_b)^{0,25}\{I_0(\frac{\lambda_0}{1,06\mu m})^2\}^{0,39}$$

avec KT_b et KT_h en keV, I_0 en W/cm^2
qui pour les paramètres de notre expérience $I_0=2.10^{14}$ W/cm^2 et $KT_b=700$ eV donne $KT_h=2,4$ keV.

L'énergie E_{rap} contenue dans les électrons rapides (figure VI-13) a été estimée, à partir des spectres X obtenus et du résultat de (V-B-e) à (0,8±0,5)J en incidence normale soit environ (11±7)% de l'énergie totale, (7 Joules pour un tir type) arrivant sur la cible. L'incertitude indiquée tient compte de l'incertitude de la calibration absolue en énergie des détecteurs. L'expérience précédente avait donné une proportion supérieure (18±6)%. Or, des expériences précédentes réalisées avec une lentille d'ouverture deux fois plus grande que celle utilisée dans notre propre expérience, ont conduit, quant à l'absorption totale A, aux valeurs suivantes :

θ	0°	22°	45°
A(%)	65	52	32

L'énergie E_{rap} indiquée ci-dessus correspond, par suite,

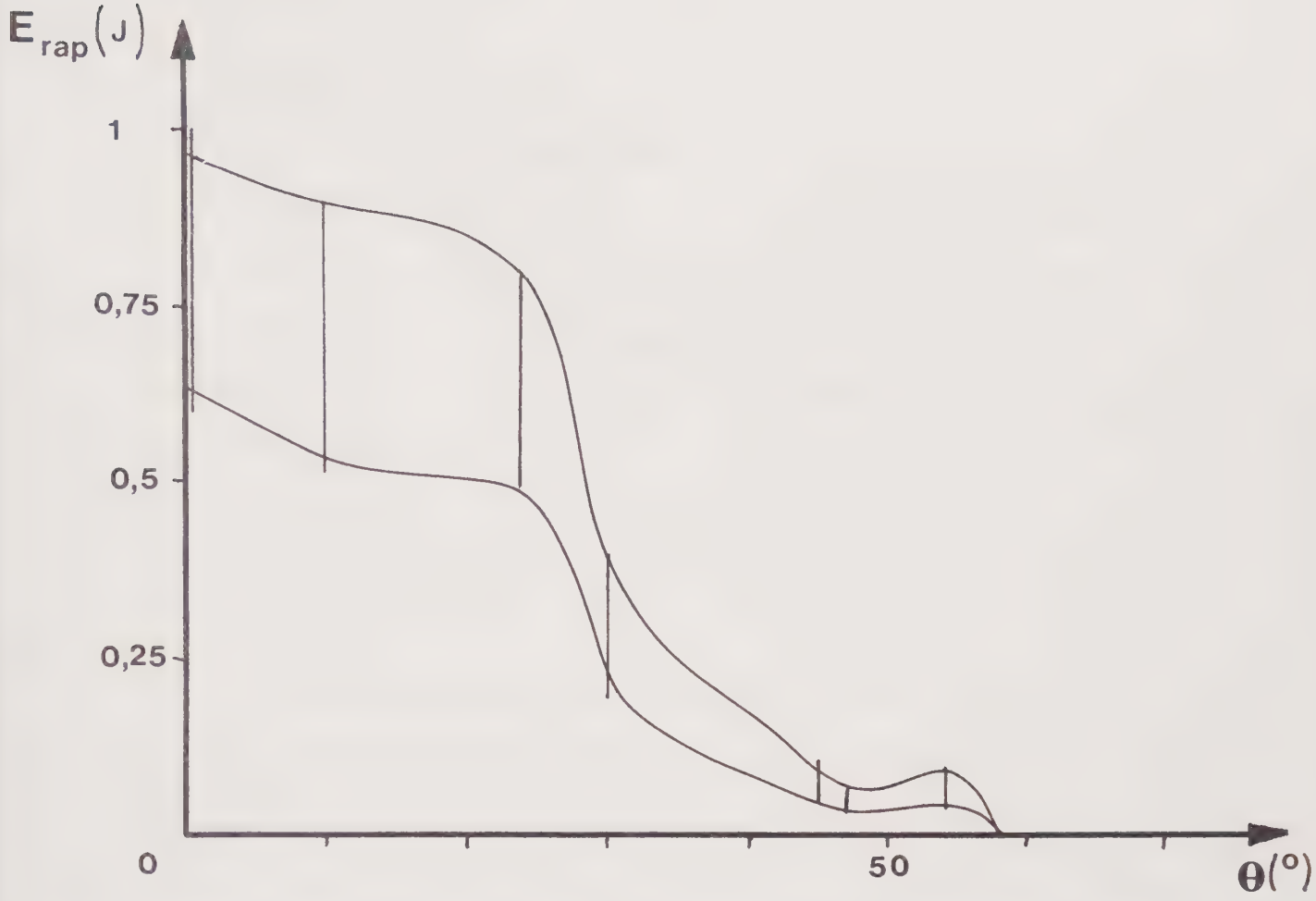


Figure VI-13 : Evolution de l'énergie E_{rap} contenue dans la population d'électrons rapides en fonction de l'angle d'incidence θ.

à (17±10)% de l'énergie absorbée. Le rayonnement de freinage inverse représente donc (83±10)% de E_{abs}, en incidence normale, en supposant qu'aucun autre mécanisme d'absorption n'intervient de façon notable et qu'aucune énergie n'est perdue dans l'accélération d'électrons rapides. Pour un angle d'incidence de 20°, cette énergie E_{rap} descend à (0,65±0,4)J; E_{rap} reste, en fait, quasiment constante de 0° à 25°. Pour l'angle d'incidence θ=45°, on a obtenu E_{rap}=(0,075±0,025)J, ce qui représente (1±0,4)% de l'énergie incidente ou encore 3% de l'énergie absorbée. Toute l'énergie absorbée à cet angle l'est par l'intermédiaire du rayonnement de freinage inverse (97% ici). A 55°,

E_{rap} représente également (1±0,4)% de l'énergie totale contenue dans un tir. Cette valeur est pratiquement la même que celle obtenue pour ce même angle, à λ_0=10,6µm. Au vu de la rupture de pente de la décroissance de E_{rap} aux environs de θ=50° , au vu de la chute rapide de E_{rap} après 55° et au vu de l'évolution de T_b au delà de 50°, il est probable qu'un phénomène localisé comme l'instabilité à deux plasmons intervienne à ce niveau. Cette déduction est soutenue par l'étude du rayonnement émis à la pulsation 3/2 ω_0 (ω_0 étant la pulsation de l'onde laser incidente) dont les résultats sont donnés plus loin.

L'angle d'incidence θ=60° favorise comme on va le voir le déclenchement de l'instabilité à deux plasmons.

En effet, si l'on reprend l'étude faite dans le paragraphe précédent concernant l'amplification du champ lors de sa propagation, on trouve cette fois les paramètres suivants :

$$q=45,6 \sin^2 \theta$$

d'où pour 20°, q=5,33 et pour 40°, q=18,8.

On obtient par suite :

$$|\tilde{E}_x| = 0,080 \quad \text{à} \quad \theta=20°$$

et $$|\tilde{E}_x| = 0,174 \quad \text{à} \quad \theta=40°.$$

En tenant compte de l'orientation du champ au niveau de la densité $n_c/4$ et de la variation de l'éclairement dans le vide due à l'onde laser, on trouve que lorsque l'on fait varier l'angle d'incidence de 20° à 60° ou de 40° à 60°, l'éclairement est multiplié à $n_c/4$ par un facteur 3 et de ce fait peut faciliter la croissance de l'instabilité.

Température des électrons rapides :

On peut relier succintement la température des électrons résultant d'une interaction avec une onde plasma avec la vitesse de phase v_ϕ de cette dernière; les électrons les plus perturbés par la présence de cette dernière sont ceux dont la vitesse est égale à v_ϕ ; la température caractérisant une vitesse moyenne, on peut écrire : $v_T = v_\phi$.

On a pour l'onde plasma : $\omega_p^2 = \omega_{p_0}^2 + 3k^2 v_T^2$

d'où : $v_\phi = \frac{\omega_p}{k} \simeq \frac{\omega_{p_0}}{k}$

D'après la figure II-6 qui représente le spectre d'ondes plasma générées par l'instabilité à deux plasmons dans le cas de l'interaction à $\lambda_0 = 10{,}6\mu m$, à l'onde plasma la plus instable qui a, rappelons-le, un vecteur d'onde orienté à 45° par rapport au vecteur d'onde $\vec{k}_0$ de l'onde laser, correspond

$$k_x = 2{,}6 k_0 \text{ soit } k = 3{,}7\ k_0 = 3{,}7 \times \sqrt{3}\ \frac{\omega_{p_0}}{c}$$

Par suite : $v_T \simeq \frac{c}{\sqrt{3} \times 3{,}7} = 0{,}16\ c$

d'où : KT_e = 11-13 kev, valeurs correspondant à la température haute mesurée.

La réalité est, en fait, beaucoup plus complexe; la température mesurée est une température moyennée dans le temps et dans l'espace. Il y a tout un spectre d'ondes plasma de k différents qui est excité et ces ondes, une fois créées, descendent le gradient de densité, voyant ainsi leur vecteur d'onde varier. Enfin, des électrons peuvent être simplement accélérés plusieurs fois dans la zone de résonance; l'énergie moyenne des électrons chauds est, de ce fait, augmentée.

Le modèle ci-dessus est, cependant, bien adapté au cas où les ondes plasma créées ont une amplitude suffisante pour piéger un nombre important de particules. La figure II-8 nous indique que pour un éclairement de 10^{16} W/cm^2 à 1,06µm, l'onde plasma la plus instable a un vecteur d'onde tel que :

$k_x=1,1-2k_0$ soit $k=1,5-2,8k_0$

d'où : $KT_e=20-80$ keV.

Ces valeurs correspondent à celle obtenue par simulation numérique [29].

Si la température T_h observée à 55° pour $\lambda_0=0,53\mu m$ est liée à l'instabilité à deux plasmons, ce modèle ne convient pas. L'onde plasma, pourtant, ne peut avoir qu'un vecteur d'onde de faible module; cependant elle a ici une amplitude assez faible; elle n'induit pas une modification du profil de densité; elle va donc descendre le profil en voyant son vecteur d'onde augmenter; la température obtenue finalement sera plus faible. Ceci peut expliquer le fait que la température haute ne vaut que 3 keV à 55°. Dans le cas d'une onde de forte amplitude; l'onde plasma reste longtemps piégée dans une cavité de densit à $n_c/4$; son vecteur d'onde ne se modifie que très peu.

Comme nous allons le voir dans l'étude du rayonnement de pulsation $3/2\ \omega_0$, l'instabilité à 2 plasmons ne présente aucune saturation; Le chauffage électronique ne peut donc résulter que de l'effet Landau linéaire agissant sur les ondes plasma créées

Signaux ioniques :

Un collecteur placé sur la normale à la cible a donné lieu à la courbe (VI-14). Aucune remarque particulière ne peut

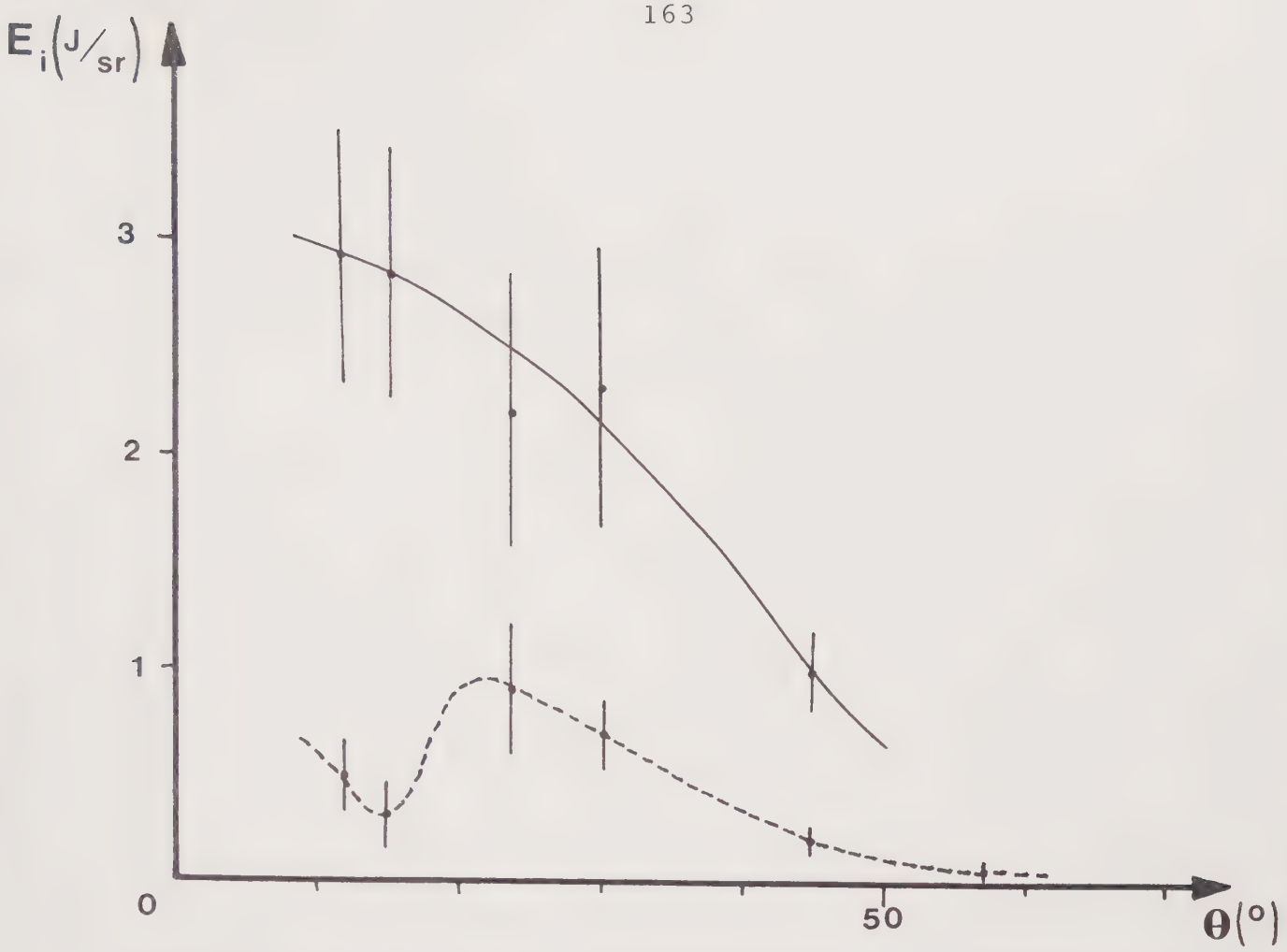


Figure VI-14 : Densité d'énergie E_i des ions de vitesse supérieure à 10^7cm/s (—) et 10^8cm/s (----) en fonction de l'incidence.

être formulée sur la variation du signal ionique autour de 60°; la figure (VI-14) nous fait observer un maximum autour de 20° en ce qui concerne l'énergie contenue dans des ions rapides, ici de vitesse supérieure à 10^8cm/s. La position de ce pic concorde avec celles des maxima relatifs que l'on a pu voir sur les figures donnant le rayonnement X en fonction de θ. Ce surplus d'ions rapides à 20° peut être affecté à l'absorption résonnante.

Les signaux de collecteur ne présentaient pas un pic d'ions rapides comme on a pu le constater dans l'expérience effectuée à λ_0=10μm. La déconvolution de ces signaux suivant le modèle isotherme n'a pas donné deux populations mais une seule, une population thermique , sauf pourles angles voisins de 25°

Ces ions rapides sont émis dans un angle solide assez peu ouvert autour de la normale à la cible. Si on prend un angle d'ouverture de 10°, on obtient une énergie de 0,1 J pour θ=25° et peut donc, dans cette interaction être négligée devant celle des électrons rapides (≃1J).

On a pu enfin constater que l'énergie des ions les plus rapides obtenus (90keV à θ=0°) avait diminué d'un facteur 6 par rapport à celle obtenue dans l'expérience à λ_0=10,6µm avec une énergie $I_0\lambda_0^2$ voisine. L'énergie des électrons chauds étant plus faible à courte longueur d'onde, la thermalisation par collisions électron-électron est facilitée.

Etude du rayonnement émis à la pulsation 3/2 ω_0 :

Au cours de cette manipulation, une cellule photoélectrique était utilisée en vue de détecter la rayonnement de longueur d'onde dans le vide 0,35µm, autrement dit de fréquence $3/2\omega_0$, retournant dans la lentille de focalisation.

La figure (VI-15) représente la variation du signal délivré par cette cellule en fonction de l'angle d'incidence du faisceau laser sur la cible. On y observe un maximum à 50-55° avec une chute raide au delà de cet angle.

D'après le chapitre II, on voit que dans les conditions de température basse et d'éclairement qui sont les nôtres, le spectre d'ondes plasma créé par l'instabilité à deux plasmons ne peut contenir de grands nombres d'onde k; un plasmon formé a un vecteur d'onde dont le module ne peut être qu'inférieur à celui du rayonnement incident k_0; le rayonnement à $3/2\omega_0$ que l'on observe peut donc résulter de la réflexion d'un photon

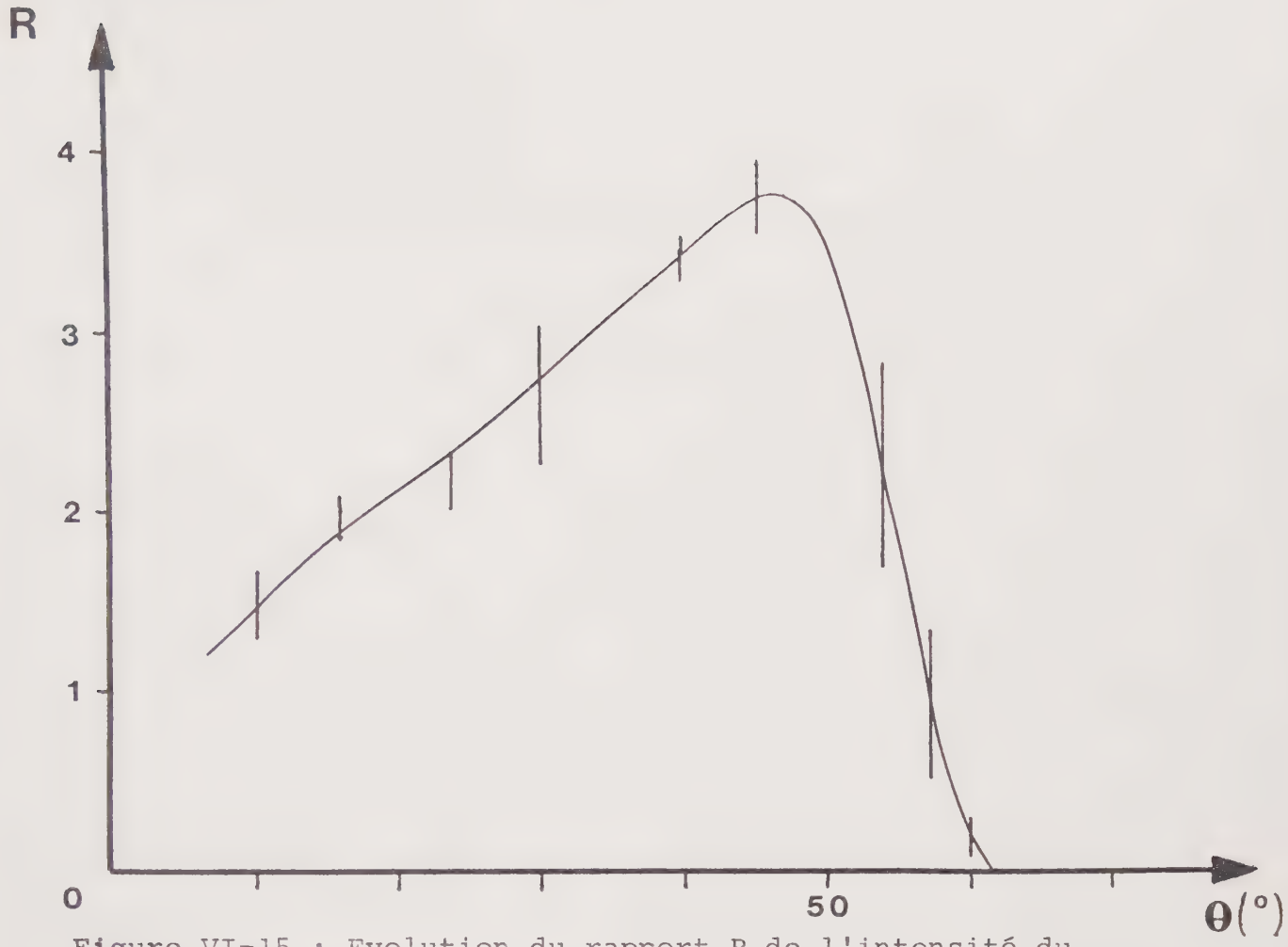


Figure VI-15 : Evolution du rapport R de l'intensité du rayonnement de longueur d'onde 0,35 m à celle du rayonnement incident (facteur de proportionnalité arbitraire) en fonction de l'incidence.

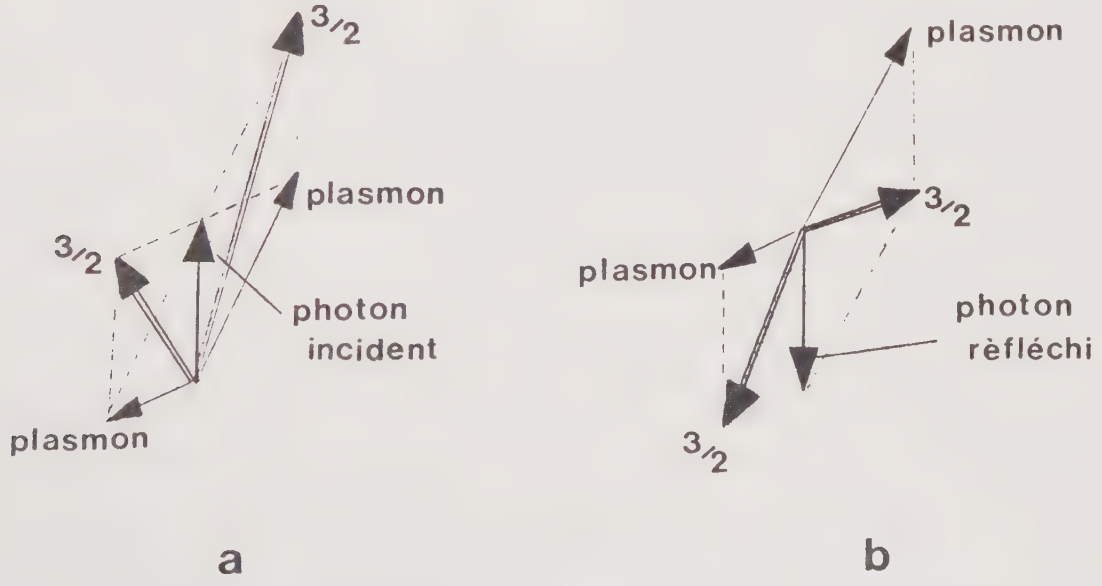


Figure VI-16 : Géométrie de la composition du rayonnement de pulsation 3/2 ω_0.

$3/2\ \omega_0$ résultant de la combinaison d'un photon incident (ω_0) et d'un plasmon (figure VI-16-a) ou de la combinaison d'un plasma et d'un photon (ω_0) réfléchi à n_c (figure-b).

Il y a, en fait, symétrie par rapport à $\vec{k}_0$ de ces décompositions mais pour plus de clarté, une seule partie a été représentée.

La réflexion d'un photon $3/2\omega_0$ se fait à sa densité de coupure $9\ n_c/4$; le rayonnement à $3/2\ \omega_0$ peut être fortement absorbé à cette densité; le deuxième type de combinaison est donc prépondérant, en incidence normale. Le rayonnement est émis dans une direction assez proche de la normale à la cible. La variation de signal observée est imputable à la variation de l'énergie contenue dans le rayonnement $3/2\omega_0$ et à la géométrie de sa formation. Pour θ dépassant 45-50°, le vecteur d'onde $\vec{k}_0$ tend à devenir de direction parallèle à la cible; il s'en suit que le rayonnement de pulsation $3/2\ \omega_0$ est émis principalement selon des directions situées à 90° ou à des angles supérieurs à 90° par rapport à l'axe de focalisation, qui était ici l'axe de détection de ce rayonnement "$3/2\omega_0$". La pente raide de la courbe donnant le signal fourni par la cellule au delà de 50° parait liée à la fois à la disposition angulaire du rayonnement et à son énergie.

On a, enfin, étudié l'évolution de ce signal en fonction de l'énergie incidente fournie par le laser, l'angle d'incidence étant alors fixé à la valeur θ=12°. Sur la figure VI-17, on note l'existence de deux pentes auxquelles on peut affecter les valeurs 0,5 et 2, la transition s'effectuant entre 0,5 et 1 J. Ce profil est apparenté au déclenchement d'une instabilité.

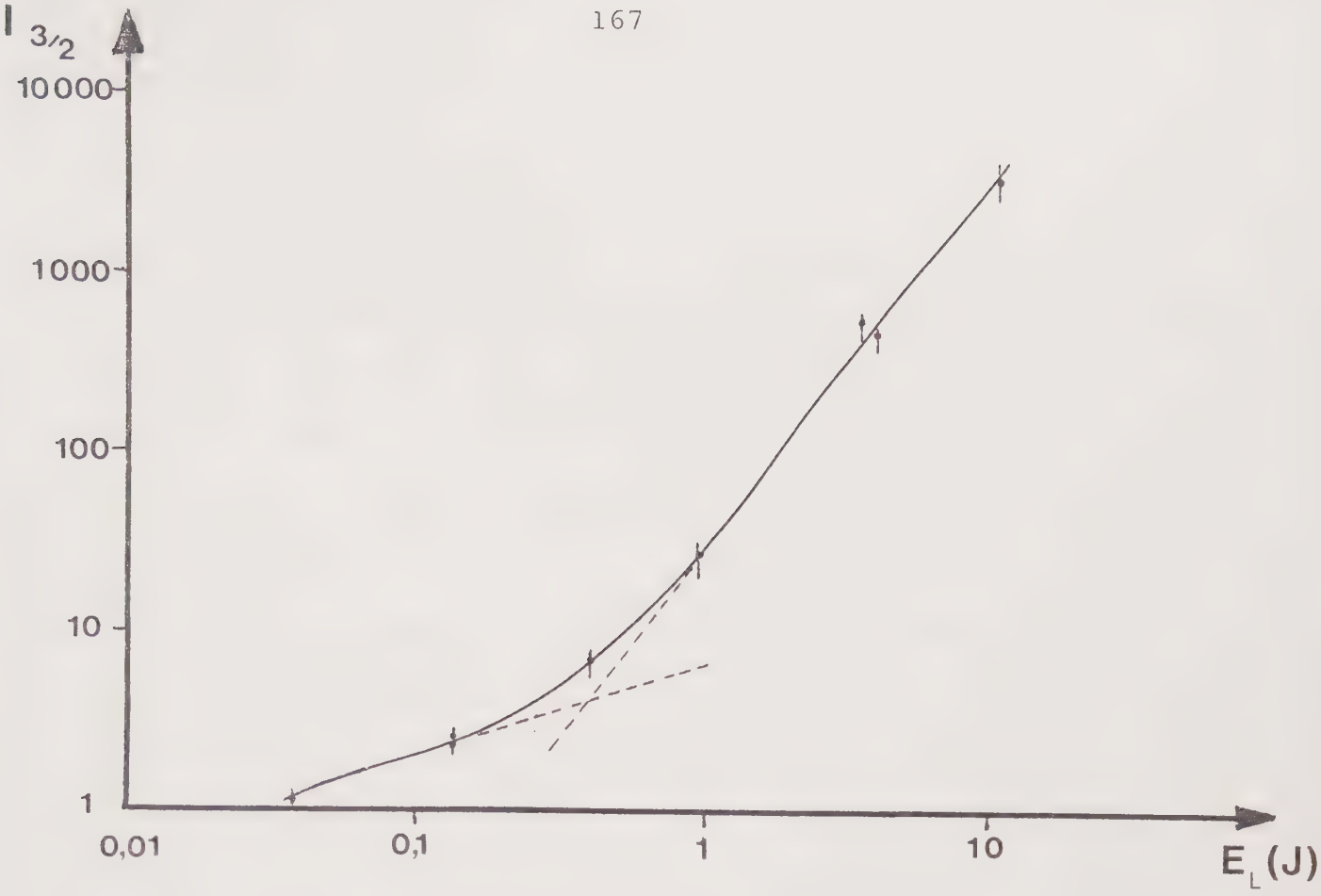


Figure VI-17 : Evolution de l'intensité du rayonnement de pulsation 3/2 ω_0 (unité arbitraire) en fonction de l'énergie délivrée par le laser.

puisque le processus de couplage photon (ω_0) + plasmon ($\omega_0/2$) → photon ($3/2\omega_0$) ne possède pas de seuil propre, le seuil observé correspond à celui d'une instabilité qui génère l'onde plasma. Au vu de l'expression donnant le seuil théorique de la rétro-diffusion Raman (2.51) qui nous permet d'estimer ce seuil à $1{,}6.10^{15}$W/cm^2, valeur calculée pour une longueur $L=c_s\tau=30\mu m$ ($KT_e=0{,}5$keV et $\tau=200$ps), le seuil observé ne peut donc être raisonnablement affecté qu'à l'instabilité à deux plasmons. La valeur 0,5-1 J conduit à un éclairement estimé à $1\text{-}2.10^{13}$W/cm^2. L'expression (2.40), obtenue pour $k^2>>k_0^2$, nous donne une valeur une dizaine de fois plus élevée, soit 10^{14}W/cm^2 pour $L=30\mu m$ et $KT_e=0{,}5$keV (la valeur de L peut être, en fait, plus grande si on s'attache aux ions H^+ pour lesquels $Z/A=1$, c_s est alors multiplié par $\sqrt{2}$). Il est à noter que pour cette température,

le seuil homogène et le seuil inhomogène sont sensiblement les mêmes. Le taux de croissance de l'instabilité est, par suite, réduit. Dans cette expérience, le vrai taux de croissance de l'instabilité à deux plasmons est celui donné par (2.37) diminué de la valeur de $\nu_{ei}/2$. Ceci peut expliquer le fait qu'à partir de la valeur 0,5 J, la courbe donnant le signal "$3/2\omega_0$" ne décolle qu'assez faiblement au-dessus de la première pente. Cette seconde pente reste quasiment la même de 1 à 10 J; on peut constater qu'aucun phénomène de saturation n'apparait.

Nous pouvons facilement déterminer le taux de croissance γ du champ électrique E_p de l'onde plasma qui permet de générer ce rayonnement de pulsation $3/2\ \omega_0$.

En décuplant l'éclairement laser (de E_L=1 J à E_L=10 J), l'intensité du rayonnement est multiplié par un facteur 100; Il en résulte d'après l'expression (2.60) que le champ E_p est multiplié par 10. Puisque dans le domaine linéaire nous avons :

$$E_p = E_{p_0} e^{\gamma\tau}$$

la valeur de γ est $10^{10}\ s^{-1}$ (avec τ=200 ps). Ce taux de croissance est faible par rapport au taux maximal $\gamma_{max} = \frac{k_0 v_0}{2} = 5.10^{12}\ s^{-1}$ correspondant à notre éclairement, mais il faut songer que l'amortissement collisionnel est caractérisé par un facteur $\frac{\nu_{ei}}{2}$ qui est du même ordre de grandeur que γ_{max}, dans notre expérience (d'après la figure II-3).

L'absence de saturation se comprend par le fait que le facteur d'amplification de E_p, égal ici à 10, conduit finalement à un champ assez faible qui ne peut donner lieu à aucun phénomène non-linéaire.

Une étude identique sur le seuil de l'instabilité à deux plasmons avait été réalisée par Offenberger, Sigel |45|;le laser utilisé était un laser à CO_2 émettant donc un rayonnement à λ_0=10,6µm. Pour la température obtenue de 0,2 keV, le seuil homogène n'était que de 10^{10} W/cm^2 donc beaucoup plus bas. De ce fait, le déclenchement de l'instabilité était beaucoup mieux marqué.

Il faut noter que l'éclairement dont nous disposions au niveau de la lentille de focalisation n'était pas parfaitement homogène. Des augmentations locales d'éclairement ont bien pu donner lieu à l'existence de "points chauds" au niveau de la cible. Il a pu en résulter qu'en ces points, l'éclairement fût très au-dessus du seuil de déclenchement et donc fausser la valeur de l'éclairement à prendre en compte.

CONCLUSION DE LA PARTIE EXPERIMENTALE

L'étude expérimentale réalisée ici peut être reliée à des expériences effectuées ces dernières années concernant l'instabilité à deux plasmons.

Certaines de ces manipulations utilisaient un préplasma de carbone et non une cible solide comme dans nos expériences et mettaient en jeu des dechniques différentes : la diffusion Thomson et des détecteurs d'électrons |46,47| . La première technique a permis de détecter, à un éclairement semblable au nôtre 10^{12} W/cm^2 à 10,6µm, l'instabilité à deux plasmons par l'intermédiaire des fluctuations ioniques qu'elle déclenche (cf. Ch.III). Elle a permis d'observer le raidissement du profil de densité à $n_c/4$. La seconde technique a montré, à un éclairement beaucoup plus élevé (10^{14} W/cm^2 à 10,6µm) dans une polarisation P du faisceau laser, la présence d'une population d'électrons très chaude, à un angle d'environ 45° par rapport à la normale à la cible. L'existence de ces électrons a alors été corrélée à l'émission du rayonnement à $3/2\omega_0$.

Une autre expérience, fondée comme la nôtre sur le balayage en densité du plasma par le faisceau laser |48| et réalisée à la longueur d'onde λ_0 =1,06µm et à un éclairement de 2.10^{14} W/cm^2, a permis de corréler le spectre X dur au rayonnement à $3/2\ \omega_0$. Au delà de 53°, aucune partie dure n'était observée dans le spectre X et l'intensité du rayonnement de pulsation $3/2\omega_0$ détecté s'annulait.

Quant à l'absorption résonnante que nous avons mis en évidence puisque notre faisceau incident était en polarisation

P, les résultats que nous avons obtenu peuvent être rapprochés de ceux donnés par Balmer et Donaldson |49|; C'était une longueur d'onde λ_0=1,06µm qui était utilisée, avec un éclairement de 2.10^{13} W/cm^2. Leur profil de variation de la température basse est identique à celui que nous obtenons tant à λ_0=10,6µm qu'à λ_0=0,53µm. Cependant, l'amplitude de cette variation de température entre les angles 0° et 20° était de l'ordre de 75eV dans leur expérience et seulement de 30 eV dans la nôtre. Ceci s'explique par le fait que notre surface critique était peut-être plus ondulée que la leur et que la présence d'absorption résonnante se faisait, par suite, ressentir entre 0 et 20° dans notre étude. Leur étude n'avait porté que sur des angles d'incidence inférieurs à 40°.

Notre étude a permis de suivre plus particulièrement l'évolution de la population électronique en fonction de la zone de densité atteinte par le faisceau laser et ceci par variation de son angle d'incidence sur une cible solide et pour deux longueurs d'onde assez différentes, 10,6µm et 0,53µm. La nécessité d'avoir un faisceau focalisé très peu ouvert nous a amené à travailler à des niveaux d'éclairement relativement faibles ($I\lambda_0^2=10^{14}$ W.µm^2/cm^2), mais cependant capables de déclencher des phénomènes liés à l'instabilité à deux plasmons.

L'absorption résonnante a été mise en évidence. Pour une irradiation à la longueur d'onde λ_0=10,6µm et pour un éclairement $I_0=(4\pm1)\ 10^{12}$ W/cm^2, le taux d'absorption affecté à cette dernière et identifié au rapport E_{rap}/E_L a été évalué à 20±10 %, pour un angle d'incidence θ égal à 25°. En dépit de l'imprécision due à la calibration absolue des détecteurs de rayonnement

X , cette valeur est en accord avec la valeur calculée de l'absorption par rayonnement de freinage inverse, qui est ici de l'ordre de 10% (en nous rappelant que le facteur d'absorption totale mesurée est de 30%).

Le taux d'absorption pour l'angle $\theta=60°$, que l'on peut raisonnablement associer à l'instabilité à deux plasmons valait 0,5 à 1 % de l'énergie incidente totale arrivant sur la cible. Il apparait donc que cette instabilité qui est particulièrement favorisée sous un angle d'incidence de 60° ne consomme que très peu d'énergie du laser, en rapport à l'absorption résonnante à $\theta=25°$; le rapport des absorptions est dans notre cas égal à 30 ± 10; cette instabilité ne produit que peu d'électrons en comparaison de cette dernière; mais ceux-ci sont très énergiques; leur énergie moyenne était deux fois supérieure à celle due à l'absorption résonnante, dans le cadre de notre expérience.

L'expérience effectuée à plus courte longueur d'onde ($\lambda_0=0,53\mu m$) et à un éclairement $I_0=1\text{-}2.10^{14}\ W/cm^2$ a conduit à des résultats sensiblement différents.

L'absorption résonnante n'a été responsable que de 10 à 20% de l'énergie totale absorbée soit 5 à 10% de l'énergie totale arrivant sur la cible. On peut donc constater que le rayonnement de freinage inverse est un mécanisme d'absorption efficace (environ 60%) à cette longueur d'onde. Les électrons rapides avaient une température de 2-3 keV en accord, de nou-

veau, avec la valeur obtenue par l'expression d'Estabrook [40]. Contrairement à l'expérience précédente, la température est restée pratiquement constante en fonction de l'incidence. En particulier, il n'a été observé aucun phénomène particulier à 60°. En augmentant graduellement l'incidence, on a pu remarquer pour un angle d'incidence voisin de 50° une stagnation (sinon une légère remontée) au lieu d'une décroissance de l'énergie contenue dans les électrons rapides. Si ce fait est à rapprocher de l'existence de l'instabilité à deux plasmons, il est normal qu'il soit si peu net en comparaison à l'expérience précédente. Ceci provient du fait que nous disposions ici d'un éclairement de l'ordre de grandeur du seuil inhomogène et du seuil homogène théoriques qui dans notre expérience étaient assez voisins. Nous avons pu, grâce au rayonnement émis à la pulsation $3/2\ \omega_0$, évaluer ce seuil à $1\text{-}2.10^{13}\ W/cm^2$.

CONCLUSION GENERALE

Nous avons tenté, dans la partie théorique, de faire le point sur le déclenchement de l'évolution des deux instabilités paramétriques que sont : l'instabilité à deux plasmons et la rétrodiffusion stimulée Raman, tant dans le régime linéaire que dans le régime non-linéaire.

Nous avons pu faire ressortir le fait que l'instabilité à deux plasmons était, en raison de son seuil de déclenchement plus bas, de son taux de croissance plus élevé et de son spectre d'ondes de plasma plus large que celuide la rétrodiffusion Raman,l'instabilité la plus importante quant aux champs d'onde de plasma obtenus et quant à la production d'électrons rapides générés par ces derniers.

Cette signature de cette instabilité a été recherchée dans des expériences que nous avons réalisées à deux longueurs d'onde différentes. Le diagnostic du rayonnement X émis par le plasma créé par l'impact du faisceau laser sur une cible solide s'est révélé comme un instrument très efficace.

Le principe du balayage de densité du plasma par l'irradiation sous incidence variable a permis d'isoler l'absorption résonnante et l'instabilité à deux plasmons dans l'expérience effectuée à grande longueur d'onde (10,6μm) et de constater le désavantage qui caractérise cette dernière : la production de particules rapides, sans chauffage de la population massive des électrons. En raison du faible éclairement disponible, l'expérience utilisant une longueur d'onde plus courte (0,53μm) n'a pas fait clairement ressortir cette instabilité au niveau du chauffage. Seule la détection d'un rayonnement lié à celle-

ci a permis de constater sa présence.

Au terme de cette étude, on peut donc affirmer que la présence de cette instabilité au sein d'un plasma est un inconvénient dans l'obtention de la fusion thermonucléaire, puisque cette instabilité ne permet pas un chauffage correct de la masse électronique mais génère plutôt une population d'électrons rapides, particulièrement génante pour une compression correcte du coeur d'une cible sphérique. La tendance actuelle à utiliser de courtes longueurs d'onde d'irradiation pour une meilleure absorption par le rayonnement de freinage inverse est encouragée par le fait que le seuil de déclenchement de l'instabilité à deux plasmons augmente quand cette longueur d'onde décroit et quant la température coronale augmente.

L'importance relative des densités inférieures à la densité critique sera encore plus marquée qu'à l'heure actuelle. L'absorption résonnante étant, en effet, très affaiblie de par l'efficacité du rayonnement de freinage inverse au voisinage de la couche critique , cette densité se verra moins efficace en tant que productrice d'électrons rapides; les plus gros problèmes de préchauffage seront dans l'avenir liés à l'existence des instabilités paramétriques dans des zones de densité où le plasma n'est que peu absorbant.

La solution du régime ablatif au problème de la compression de cibles "à fusion" sphériques, autrement dit du régime utilisant des cibles sphériques à coquilles épaisses irradiées par des impulsions de laser plus longues ne fera qu'adoucir le profil de densité du plasma créé en lui conférant une "longueur de gradient" plus longue et donnera, du fait que leur niveau de déclenchement sera réduit, plus d'importance à l'instabilité à deux plasmons et à la diffusion Raman.

APPENDICE DU CHAPITRE II

L'équation de Weber déduite de (2.35) peut être résolue de manière approchée au moyen de l'approximation WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) dans laquelle on exprime f sous la forme : $f \propto e^{\pm iL\int F^{1/2}\, dk_x}$ $\pm$ correspondant à des solutions à $k_x \gtrless 0$. Cette approximation est utilisable si $|\frac{1}{F}\ \frac{\partial F}{\partial k_x}| << \sqrt{|F|}$.

L'équation obtenue rappelle celle de Schrödinger où F jouerait le rôle du potentiel.

Si l'on veut une solution localisée en k_x et, par suite, localisée en x, il faut que $F(k_x)$ possède un maximum et que la condition de Bohr-Sommerfeld soit satisfaite : $(k_y L)^2 \int_{k_{x1}}^{k_{x2}} F^{1/2} dk_x = (n+1/2)\pi$ avec $n \in N$ (équation aux valeurs propres), où k_{x_1} et k_{x_2} sont les points tels que $F(k_x)=0$, entourant k_m où F est maximal.

Dans le cas d'un plasma homogène ($L\to\infty$), la condition de Bohr demande que l'intégrale $\int_{k_{x1}}^{k_{x2}} F^{1/2}\, dk_x$ s'annule, ce qui entraine $k_{x_1}=k_{x_2}=k_m$. Par suite, $F(k_m)=0$ et $\frac{\partial F}{\partial k_x}\Big|_{k_m}=0$.

Cette condition de fusion des racines de F avec en plus $\mathrm{Im}\omega > 0$ est précisément la condition d'existence d'une instabilité absolue (critère de Bers-Briggs).

REFERENCES

CHAPITRE II

|1| R. PELLAT, Parametric instabilities (Cours des Houches, juillet 1980), C.P.T. Ecole Polytechnique, A.449, Mai 1981

|2| E.A. JACKSON, Phys. Rev. 153, 235 (1967)

|3| A. BERS, R.J. BRIGGS, Q.P.R. N° 71, M.I.T. (1963)

|4| C.S. LIU, M.N. ROSENBLUTH, Phys. Fluids 19, 967 (1976)

|5| Y.C. LEE, P.K. KAW, Phys. Rev. Lett. 32, 135 (1974)

|6| P.K. KAW, W.L. KRUER, C.S. LIU, K. NISHIKAWA, Advances in Plasma Physics, Volume 6, (L976)

| 7| R. WHITE, P.K. KAW, D. PESME, M.N. ROSENBLUTH, G. LAVAL, R. HUFF, R. VARMA, Nuclear Fusion 14, 45 (1974)

|8| J.F. DRAKE, Y.C. LEE, Phys. Rev. Lett. 31, 1197 (1973)

|9| L. SPITZER, Physics of fully Ionized Gases, Interscience Publ. (1962)

|10| T.W. JOHNSTON, J.M. DAWSON, Phys. Fluids 16, 722 (1973)

|11| R. DAVIDSON, Methods in Nonlinear Plasma Theory, Academic Press (1972)

|12| G. ECKER, Theory of Fully Ionized Gases, Academic Press, N.Y.

CHAPITRE III

|13| P.KOCH, J. ALBRITTON, Phys. Rev. Lett. 32, 1420 (1974)

|14| W.L. KRUER, Phys. Fluids 22, 1111 (1979)

|15| G.J. MORALES, Y.C. LEE, Phys. Rev. Lett. 33, 1016 (1974)

|16| G.J. MORALES, Y.C. LEE, Phys. Fluids 20, 1135 (1977)

|17| J.C. ADAM, A. GOURDIN SERVENIERE, G. LAVAL, Efficiency of Resonant Absorption of Electromagnetic Waves in an Inhomogeneous Plasma, C.P.T. Ecole Polytechnique, A.434 Janvier 1981

|18| P. MORA, R. PELLAT, J.VIRMONT, Phys. Fluids 21,567(1978)

|19| V.E. ZAKHAROV, Collapse of Langmuir Waves, Sov. Phys. JETP 35, 908 (1972)

|20| H.H. CHEN, C.S. LIU, Phys. Rev. Lett. 39, 881 (1977)

|21| S.J. KARTTUNEN, Phys. Rev. A 23, 2006 (1981)

|22| V.V. PUSTOVALOV, V.P. SILIN, V.T. TIKHONCHUK, Sov. Phys. JETP 38, 938 (1974)

|23| W.L. KRUER, J.M. DAWSON, Phys. Fluids 14, 1003 (1971)

|24| R.Z. SAGDEEV, A.A. GALEEV, Non linear Plasma Physics, Benjamin, N.Y. 1969

|25| D. PESME, Thèse 3ème Cycle, Ecole Polytechnique - Paris VII (1973)

|26| A.B. LANGDON, B.F. LASINSKI, W.L. KRUER, Phys. Rev. Lett., 43,133 (1979)

CHAPITRE IV

|27| C.P. DE NEEF, J.S. DE GROOT, Phys. Fluids 20, 1074 (1977)

|28| G.J. MORALES, Y.C. LEE, Phys. Rev. Lett. 33, 1534 (1974)

|29| K. ESTABROOK, W.L. KRUER, B.F. LASINSKI, Phys. Rev. Lett. 45, 1399 (1980)

CHAPITRE V

|30| G. BEKEFI, Radiation Processes in Plasmas, Wiley (1966)

|31| A. POQUERUSSE, Thèse d'Etat, Paris XI (1975)

|32| J. VIRMONT, C. JABLON, Rapport du groupement de recherches coordonnées sur l'interaction laser-matière (GRECO-ILM) (1978)

|33| K.A. BRUECKNER, Nuclear Fusion 17, 1257 (1977)

|34| L.M. WICKENS, J.E. ALLEN, J. Plasma Physics 22, 167 (1979)

|35| J. MAIGNAN, Rapport GRECO-ILM, Ecole Polytechnique (1977)

|36| C. LOTH, D. BRUNEAU, E. FABRE, Appl. Optics 19, 1022 (1980)

|37| W.H. McMASTER et al., University of California, Report N° UCRL 50174, Revision 1

CHAPITRE VI

|38| H. PEPIN et al., J. Appl. Phys. 50, 6784 (1979)

|39| K. EIDMANN, M.H. KEY, R. SIGEL, J. Appl. Phys. 47, 2402 (1976)

|40| K.G. ESTABROOK, W.L. KRUER, Phys. Rev. Lett. 40, 42 (1978)

|41| C. GARBAN-LABAUNE, E. FABRE, F. DAVID et al. J. Phys. Lett. 41,L463 (1980)

|42| F. DAVID et R. PELLAT, Phys. Fluids 23, 1682 (1980)

|43| T. SPEZIALE, P.J. CATTO, Phys. Fluids 20, 990 (1977)

|44| F. AMIRANOFF, E. FABRE, R. FABBRO, C. GARBAN, M. WEINFELD, Rapport GRECO ILM 1979, P.75, à paraître dans J. of Phys. Juillet 1982

|45| A.A. OFFENBERGER,A.L. PITT, M.R. CERVENAN, Rapport Université d'Alberta, 1976

|46| H.A. BALDIS, J.C. SAMSON, P.B. CORKUM, Phys. Rev. Lett. 41, 1719 (1978)

|47| N.A. EBRAHIM, H.A. BALDIS, C. JOSHI et R. BENESCH, Phys. Rev. Lett. 45, 1179 (1980)

|48| V.V. ALEKSANDROV, N.G. KOLVALSKI, V.P. SILIN, Sov. Phys. JETP 52 , 432 (1980)

|49| J.E. BALMER, T.P. DONALDSON, Phys. Rev. Lett. 39, 1084 (1977)